

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS
Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear



**EL EXPERIMENTO AMS-02 COMO OBSERVATORIO DE
RAYOS GAMMA DESDE LA
ESTACIÓN ESPACIAL INTERNACIONAL**

MEMORIA PARA OPTAR AL GRADO DE DOCTOR

PRESENTADA POR

Ignacio Sevilla Noarbe

Bajo la dirección del doctor:
Juan Alcaraz Maestre

Madrid, 2007

• **ISBN: 978-84-669-2974-5**

© Ignacio Sevilla Noarbe, 2006

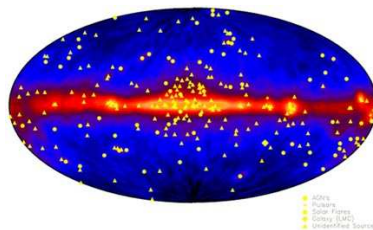
Centro de Investigaciones Energéticas,
Medioambientales y Tecnológicas, Madrid



•
Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear
UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID



El experimento AMS-02 como observatorio de rayos gamma desde la Estación Espacial Internacional



Memoria de tesis presentada por
D. Ignacio Sevilla Noarbe
para optar al grado de Doctor en Ciencias Físicas.

Dirigido por el
Dr. Juan Alcaraz Maestre

Madrid, Julio 2006

Agradecimientos

Se suele decir que esta parte es la última que se escribe, pero la primera que se lee, así que voy a tratar de ser todo lo exhaustivo posible, ya que tengo aún la atención del lector.

Tengo que agradecer muy sinceramente el apoyo y la ayuda de mi director, mentor y amigo Juan, sin el cual esta tesis no hubiera encontrado nunca fin. Da la impresión que siempre se aprende algo nuevo con él, ya sea una nueva herramienta estadística, otro ángulo sobre algún problema de análisis o un algún utilísimo “script”. Miles de gracias.

Agradezco a Manuel Aguilar la oportunidad de desarrollar mi carrera en AMS en el grupo del CIEMAT, donde he disfrutado del privilegio de compartir años y experiencias con un grupo excepcional en todos los sentidos. A Javier por su confianza para integrarme en el grupo y por sus consejos para el análisis, a Carlos por ayudarme a vadear las insondables simas de la estadística, a Jorge por su inestimable ayuda en el análisis y en las igualmente insondables simas del software de AMS, a Javier “Pelos” R. Calonge por mi propio apodo, y por su santa paciencia para mantener con vida mi cuenta de AFS, mi máquina, mis jobs en la granja y mis 100 GB de datos, a Mercedes por su ayuda en el trabajo de simulación galáctica, a Carlos “ingeniero” Díaz por tantos buenos ratos y su ayuda con los jobs “Montecarlo”, a Carmen por sus oportunos comentarios sobre análisis, papers y otras materias oscuras, a Eduardo como compañero de fatigas en tantas y largas horas de test-beam y tracker meetings. Quiero dedicar un agradecimiento especial a Eusebio por su ayuda en tantísimos aspectos de esta tesis, demasiados para desglosarlos, pero sobre todo por el ánimo para llevarla a buen término. Un recuerdo y agradecimiento a los demás miembros del grupo de partículas del CIEMAT: Isabel, Begoña, Inés, Cruz, Marcos, Pablo, Chema, Conchita, Nica, Gustavo, Cristina, Jesús, Miguel, Juanjo, Elio, Antonio, Enrique, Pedro Ladrón y Pedro Arce por los buenos momentos pasados juntos y multitud de risas y consejos. Siento no haber correspondido con alguna pedrea en la lotería de Navidad.

Un párrafo aparte merecen mis compañeros becarios (figura a extinguir!) con los que he disfrutado de muchos buenos momentos y hemos puesto a caer de un burro a los mencionados arriba. Con mis antecesores logré empezar a valerme en los misterios de linux y la burocracia: Ángela, Carlitos, Jesús, Elisa y Ana os debo muchísimo de esta tesis, que se me está quedando en nada. Gracias también a Carlos Villanueva, Jose, María, Francesca, Fran, Jose Miguel por echarme un cable en diversos momentos, o al menos por compartir las meriendas. A los casi recién aterrizados: Cristina, Emmanuel, Roberto, Miguel, Paco gracias por vuestra buena compañía y un fuerte ánimo que al final se acaba!

Mi agradecimiento también para mis antiguos compañeros del GAE del departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear. Gracias a ellos tuve la oportunidad de entrar en este mundillo y aprender los “tools of the trade” que me serían tan útiles después. A Victoria por hacerme un hueco en el grupo, a Jose Luis por sus consejos y su buena compañía en las noches de shift en La Palma al igual que Abelardo, a Raquel, Emma, Fabrizio, Luis, Marcos, Jose Carlos, Aitor y Fonta, mis compañeros en aquellos primeros meses de mi trabajo. Un agradecimiento especial a Juan Abel por su apoyo y sus horas de dedicación para poder hacer la tesina y un primer artículo que poner en el currículum.

I hope these short lines in English go unnoticed by the Complutense Doctoral Commission, in order to avoid the language censorship that led this thesis to be written in English. Not that I like it any better than Spanish, but at least you would have had the opportunity to "enjoy" these pages as my other colleagues. Anyway, a very special thank you goes to Sonia Natale and Bill Burger, with whom I had that the chance to discuss about the most arid parts of this work, as well as other more interesting aspects of life. My gratitude to Martin Pohl for his kind comments to this work and even kinder support during one of my stays at CERN. I'd also like to thank Roberto Battiston and the rest of the AMS-tracker group for allowing us to work and participate in their team, as well as their aid during the several stages of development of the test-beam. Thanks also to Giovanni Lamanna for his help and support during the first stages of this work at CERN. My gratitude to Vitaly Choutko and Corinne Goy for their help and collaboration in different aspects of this work.

Special thanks to my colleagues Julien and Mariusz with whom I worked closely to build the AMSFS tool, and their patience during long phone calls.

A la heterogénea tribu con la que he coincidido en el CERN le debo también muchos buenos ratos y sobre todo apoyo logístico por el excelente "shuttle service" desde el aeropuerto. Quisiera mencionar de manera especial a Jose Miguel y Marquitos por el buen recuerdo que me voy a llevar de los meses que estuve con ellos en St. Genis. Tomaos una cerveza en el Charly's y que la pongan a mi cuenta. Quisiera dedicar esta tesis también a los amigos que se fueron y espero volver a ver alguna vez, César y muy especialmente Apolonio ¹ con el que coincidí poco pero compartí mucho.

Agradezco la paciencia que han tenido mis viejos amigos del barrio, a Víctor y mis compañeros de facultad, por la multitud de veces que he tenido que declinar una cena o una fiesta, por tener que terminar un capítulo.

A mis padres y a Fernando, por los ánimos constantes todos estos años y por confiar en que iba a poder acabarlo (o al menos eso me parecía), y algún que otro apoyo técnico para esta tesis.

Más allá de la gratitud, la dedicatoria de esta tesis más que a nadie, a María, verdadera artífice de que este trabajo haya concluido felizmente.

Un abrazo a todos y una disculpa a los que injustamente no he mencionado.

¹<http://apotravels.blogspot.com>

Índice general

Introducción	9
1. El experimento AMS	11
1.1. Introducción	11
1.2. Física con AMS-02	11
1.2.1. Física fundamental	12
1.2.2. Astrofísica de rayos cósmicos cargados	15
1.2.3. Astrofísica de rayos γ	16
1.3. AMS-01	16
1.3.1. Motivación para un prototipo	18
1.3.2. Configuración del detector AMS-01	19
1.3.3. Resultados científicos de AMS-01	19
1.4. AMS-02	21
1.4.1. El imán superconductor	21
1.4.2. El detector de radiación de transición (TRD)	22
1.4.3. Los contadores de tiempo de vuelo (TOF)	23
1.4.4. El detector de trazas de silicio (STD)	23
1.4.5. El detector de anillos Cherenkov (RICH)	25
1.4.6. El calorímetro electromagnético (ECAL)	26
1.4.7. Otros subsistemas	27
2. Detección de fotones en AMS-02	31
2.1. Introducción	31
2.2. El detector de trazas de silicio	31
2.2.1. Principio de funcionamiento	31
2.2.2. El detector de trazas de AMS-02	35
2.3. El calorímetro electromagnético	42
2.3.1. Principio de funcionamiento	42
2.3.2. Tipos de calorímetros electromagnéticos	43
2.3.3. El ECAL de AMS-02	43
2.4. El Star-Tracker en AMS-02.	45
2.5. El Sistema GPS de AMS-02	47
3. Resultados de una simulación Montecarlo para la detección de fotones	51
3.1. Introducción	51
3.2. Capacidades del STD	51
3.2.1. Selección de sucesos	52
3.2.2. Aceptancia y área efectiva	54
3.2.3. Rechazo de fondo de rayos cósmicos.	62

3.2.4.	Resolución angular	68
3.2.5.	Resolución energética	73
3.2.6.	Resultados con un campo magnético de menor intensidad.	74
3.3.	Capacidades del ECAL	74
3.3.1.	Selección de sucesos	77
3.3.2.	Aceptancia y área efectiva	77
3.3.3.	Rechazo de fondo de rayos cósmicos.	77
3.3.4.	Resolución angular del ECAL	77
3.3.5.	Resolución energética del ECAL	79
3.4.	Prestaciones frente a EGRET y GLAST	79
3.5.	Conclusiones	82
4.	Análisis de una prueba en haz sobre un prototipo del STD	87
4.1.	Introducción y objetivos	87
4.2.	Descripción del dispositivo experimental	88
4.2.1.	El acelerador PS del CERN	88
4.2.2.	Configuración de los detectores	88
4.2.3.	Toma de datos	94
4.3.	Software de simulación y reconstrucción	97
4.4.	Resultados	97
4.4.1.	Alineamiento	97
4.4.2.	Rendimiento del detector: calibraciones	99
4.4.3.	Rendimiento del detector: clusters	101
4.4.4.	Resolución espacial	106
4.4.5.	Resolución en momento	114
4.4.6.	Sucesos con convertidor	118
4.4.7.	Resolución energética para fotones	120
4.4.8.	Resolución angular para fotones	122
4.5.	Resumen	122
5.	Astronomía gamma de alta energía	129
5.1.	Introducción	129
5.2.	Origen de los rayos gamma de alta energía	130
5.3.	Observatorios de rayos gamma	131
5.3.1.	Detectores en el espacio	131
5.3.2.	Detectores en tierra	132
5.3.3.	Experimentos de astronomía gamma	134
5.4.	Resumen de temas de física destacados	138
6.	Estudio de casos de física	153
6.1.	Introducción	153
6.2.	Análisis de la señal de una fuente puntual: el púlsar de Vela	153
6.3.	Análisis de la señal de un GRB	155
6.4.	Análisis de la señal del espectro difuso galáctico	158
6.5.	Análisis de una señal de materia oscura	160
6.6.	Resumen	162
	Conclusiones	167
	Apéndices	171

A. Código de simulación y reconstrucción del STD	171
B. El Fast Simulator de AMS	179

Introducción

El alcance tradicional de la astronomía y la astrofísica, hasta hace pocas décadas, se ha limitado al estudio de la llamada luz visible del Universo. El descubrimiento de la emisión cósmica en radiofrecuencias amplió sobremanera nuestros canales de información, tanto para la cosmología como para la comprensión de los fenómenos no térmicos. Posteriormente el dominio de la tecnología espacial ha permitido superar la barrera que supone la atmósfera y estudiar el Universo en todo el espectro electromagnético.

En particular, la apertura de la ventana de la radiación gamma ha permitido el acceso a algunos de los fenómenos más violentos e intrigantes del cosmos, como los asociados a objetos colapsados (agujeros negros, púlsares), las galaxias con núcleo activo, las supernovas o los estallidos de rayos gamma. Sin embargo ha habido que esperar hasta los años 90 para que la astronomía de rayos gamma se haya convertido en una disciplina por derecho propio, superando varios obstáculos técnicos y físicos. El desarrollo actual de los detectores a bordo de satélites ha permitido disponer de un catálogo de más de 300 fuentes a energías del orden de los gigaelectrón-voltios (GeV). Asimismo se han desarrollado técnicas para su detección desde tierra a partir de las cascadas electromagnéticas originadas por los rayos gamma al incidir sobre la atmósfera, permitiendo la observación de señales en un intervalo de energía de unos pocos centenares de GeV hasta decenas de TeV. Los observatorios recientemente estrenados (HESS y MAGIC desde tierra) y los que pronto se pondrán en marcha (GLAST y AMS desde el espacio) tienen entre sus objetivos cubrir el intervalo de energía que queda inexplorado. Esto es ya no sólo por el interés intrínseco de exploración de todas las bandas de energía, sino por el hecho de que muchas de las características más relevantes de los objetos estudiados en este campo parecen manifestarse en el intervalo de 1 – 100 GeV.

Por otro lado, a lo largo del siglo XX se acumuló la evidencia de la llegada de partículas cargadas de alta energía a la atmósfera, los *rayos cósmicos*, abriendo un inesperado campo en el estudio de la física de partículas (con el descubrimiento de la antimateria o nuevas partículas de vida corta como ejemplos). Esto permitió el acceso a una nueva ventana para la investigación astrofísica del Universo, en el que era posible estudiar directamente los productos de procesos muy energéticos del Sol, de nuestra Galaxia y de fuera de ella. Junto con el espectro, se dispone de información valiosa acerca de las abundancias químicas observadas, de las que se deducen las propiedades del medio interestelar, las dimensiones de la Galaxia o posibles manifestaciones de procesos exóticos. Como ocurre con los rayos gamma, esta radiación se caracteriza por un espectro que sigue una ley potencial dando lugar a flujos muy débiles a altas energías y se hace necesario un tiempo de exposición largo para obtener una cantidad significativa de datos. El observatorio AMS en la Estación Espacial Internacional es un proyecto que permitirá largas exposiciones por primera vez con altísima precisión para núcleos hasta la carga del hierro. De este modo se convertirá en el experimento de referencia de rayos cósmicos de los GeV a los TeV, incluyendo búsquedas de antimateria e indicios de materia oscura en nuestra Galaxia. Con este detector, se ponen las técnicas de la física de partículas al servicio de la observación astrofísica de altas energías y de la búsqueda de respuestas en física fundamental.

En este contexto, es interesante analizar para un experimento de la amplitud de AMS si su diseño permitirá estudiar también rayos gamma en la región GeV-TeV, aprovechando su situación

en el espacio y la larga duración de su misión. De comprobarse esta capacidad, se convertiría en el primer detector multipropósito de la astrofísica de partículas, unificando en el mismo experimento el estudio de partículas cargadas y fotones.

En este trabajo, desarrollado durante los últimos cuatro años en el grupo de Astrofísica de Partículas del CIEMAT, se trata de valorar cuáles podrán ser las aportaciones de AMS en el campo de la astronomía gamma. Para ello, se ha estructurado la tesis como sigue:

- **Capítulo 1: El experimento AMS**, en el que se describe el proyecto, sus características más relevantes y cómo abordará un amplio espectro de estudios de astrofísica y física fundamental.
- **Capítulo 2: Detección de fotones en AMS-02**, en el que se pone en evidencia con qué detectores y sistemas cuenta AMS para la detección de rayos gamma.
- **Capítulo 3: Resultados de una simulación Montecarlo para la detección de fotones**, en el que se obtienen las prestaciones de los detectores a partir de una simulación detallada.
- **Capítulo 4: Análisis de una prueba en haz sobre un prototipo del STD**, en el que se validan los resultados anteriores mediante el análisis de datos reales de un prototipo del detector de trazas.
- **Capítulo 5: Astronomía gamma de alta energía**, en el que se hace un resumen actualizado de la situación de la astronomía gamma de alta energía.
- **Capítulo 6: Estudio de casos de física**, en el que se analiza el rendimiento futuro de AMS-02 en temas seleccionados de los descritos en el capítulo 5, teniendo en cuenta los resultados de las simulaciones y las pruebas.
- **Apéndices**: en los que se describen las herramientas de software más importantes desarrolladas y utilizadas para obtener estos resultados.

Capítulo 1

El experimento AMS

1.1. Introducción

El experimento AMS [1] (del inglés *Alpha Magnetic Spectrometer* por el nombre original de la Estación Espacial Internacional) tiene como objetivo principal la medida de los espectros de rayos cósmicos cargados en el entorno de la Tierra con gran estadística y precisión. Este experimento destaca, sobre todas las demás consideraciones, por su situación única en la Estación Espacial Internacional (*ISS*). Esto tiene dos claros beneficios para la medida de rayos cósmicos:

- La capacidad de permanecer midiendo durante un periodo muy prolongado de tiempo (al menos 3 años), frente a los experimentos en globo, cuyo tiempo de exposición está limitado por la duración del vuelo.
- La ausencia casi total de atmósfera a más de 350 km de altitud, frente a los experimentos en tierra. Éstos generalmente deben extraer información de las partículas cósmicas de manera indirecta puesto que sufren numerosas interacciones en el contacto con la atmósfera, con todas las incertidumbres que eso conlleva.

Además, como se detalla más adelante, los múltiples sistemas subdetectores de AMS van a permitir extender el intervalo de energías cubierto por un mismo experimento desde 0.5 GeV/nucleón hasta varios TeV/nucleón, y lograr la medida de carga de elementos hasta $Z \sim 26$. Al mismo tiempo se consigue una redundancia en las medidas que garantizan mayor precisión y seguridad.

El proyecto AMS es una colaboración internacional de más de 40 institutos de investigación de Europa, América y Asia, junto con la agencia estadounidense NASA y se desarrolla en dos fases. La primera de ellas (AMS-01) consistió en un vuelo de prueba de un prototipo durante varios días, a bordo de una lanzadera. El detector final (AMS-02) se está construyendo y ensamblando en estos momentos (junio 2006) para su montaje final en el CERN en 2007 y su posterior envío al Kennedy Space Center. Ambos detectores se describen más adelante en este capítulo, junto con los resultados de AMS-01. Antes de ello, en primer lugar, se detallan los objetivos científicos que se pretenden alcanzar.

1.2. Física con AMS-02

Los objetivos principales [2, 3] del experimento final, AMS-02, abarcan tres aspectos de la física de astropartículas:

- Cuestiones de **física fundamental** relacionadas con la cosmología y la comprensión de la distribución de materia en el universo como son la **búsqueda de materia oscura** y de **antimateria**.
- Estudio sistemático y de alta precisión de los espectros de **rayos cósmicos** desde los cientos de MeV hasta los TeV, desde partículas de $|Z| = 1$ hasta el hierro. Muchos temas relacionados con su propagación y la estructura de la Galaxia podrán abordarse con detalle con la publicación de estos resultados. Como ejemplo, cabe destacar la determinación de los parámetros difusivos, la extensión del halo o la evaluación de los fondos astrofísicos para la emisión gamma de la Galaxia o la materia oscura.
- Análisis de varios casos dentro de la **astrofísica de rayos gamma de alta energía** complementando en el intervalo de 1-100 GeV las medidas de los telescopios en tierra. Este campo es de gran interés puesto que se trata de una región de energía apenas explorada hasta el momento, y que proporcionará valiosa información sobre los fenómenos más violentos del universo.

A continuación se dan algunos detalles adicionales sobre los dos primeros puntos. Las perspectivas de AMS-02 para la astronomía gamma constituyen el tema central de esta tesis y se desarrollan en los próximos capítulos.

1.2.1. Física fundamental

Antimateria

La presencia de antimateria en los rayos cósmicos es un fenómeno bien conocido desde el descubrimiento del positrón por Carl Anderson en 1932 [4], que confirmó las predicciones de Paul Dirac de pocos años antes [5]. Los experimentos en aceleradores de las décadas posteriores fueron completando la familia de la antimateria con el antiprotón [6], el antineutrón y el antideuterio.

Ya que el descubrimiento original de la antimateria se hizo en el ámbito de los rayos cósmicos, era natural preguntarse si podían encontrarse otras antipartículas en los mismos. Efectivamente, en los años 70 [7] y más tarde con mayor precisión en experimentos en globo como CAPRICE98 [8], se han medido el espectro de positrones y antiprotones, además de multitud de otras partículas de vida más corta (muones, piones y sus antipartículas). Sin embargo, ningún **antinúcleo** (de carga superior a uno) ha sido registrado hasta el momento. El límite más fuerte hasta la fecha es el establecido por la combinación de los datos de AMS-01 y BESS de 0.7×10^{-6} para el antihelio, asumiendo un espectro con una forma similar al del helio (figura 1.1).

El paradigma actual cosmológico mejor establecido, el Big Bang inflacionario, predice una producción simétrica de materia y antimateria en el origen del universo. En esta situación, estructuras de antimateria análogas a las conocidas (antiestrellas, antigalaxias) deberían ser visibles y manifestarse mediante una gran emisión de radiación gamma o a través de una medida significativa de antinúcleos. Ninguna de estas señales se ha encontrado. Los antiprotones y positrones observados son compatibles con la producción por colisión de los rayos cósmicos con el gas del medio interestelar.

Se plantean así dos soluciones:

- **La antimateria se halla presente en regiones aisladas, de una determinada escala y/o a distancias extragalácticas.** Universos de simetría materia-antimateria al 50 % no concuerdan con las observaciones [9]. El espectro difuso de rayos gamma observado excluye la existencia de grandes estructuras de antimateria hasta varias decenas de Mpc. No quedan excluidos, sin embargo, pequeños dominios de antimateria [10] incluso dentro de nuestra propia Galaxia [11].

- **La antimateria desapareció en algún momento de la historia del Universo.** La teoría más aceptada por la comunidad científica en este sentido es la bariogénesis, en la que el Universo cuasi-simétrico al alcanzar la temperatura de la ruptura de simetría, por algún mecanismo, es capaz de adquirir el cociente de densidades $\eta \equiv n_B/n_\gamma$ observado ($\eta \sim 10^{-10}$), donde $n_B \equiv n_b - n_{\bar{b}}$ representa la diferencia de densidades entre bariones y antibariones. Sakharov [12] mostró la necesidad del cumplimiento de tres condiciones para existencia de esta asimetría bariónica: la no conservación del número bariónico; la no conservación de la paridad C y CP; y la existencia de condiciones fuera del equilibrio termodinámico. Estos tres requisitos se dan en el Modelo Estándar de la física de partículas pero prediciendo valores de η insuficientes. Actualmente varias teorías ofrecen salidas a este problema, ofreciendo el cumplimiento de las tres condiciones con un valor adecuado para η : las teorías de gran unificación (GUTs) o las de la llamada bariogénesis electrodébil, entre otras.

Algunos trabajos recientes [13] ofrecen más detalles acerca de las alternativas teóricas y futuros experimentos. En este contexto, las próximas medidas experimentales son de vital importancia para resolver esta cuestión, bien a través del estudio de nuevos mecanismos de la violación CP en experimentos en aceleradores y con neutrinos, bien a través de medidas aún más precisas de rayos gamma y cósmicos. AMS-02 entra en juego en este sentido, después del excelente resultado que proporcionó AMS-01 en sólo diez días. Se espera que la estadística recogida sea suficiente como para alcanzar límites superiores de hasta 10^{-9} en el cociente \overline{He}/He (figura 1.1), pudiéndose confirmar o descartar así prácticamente todas las teorías de dominios de antimateria aislados en el Universo.

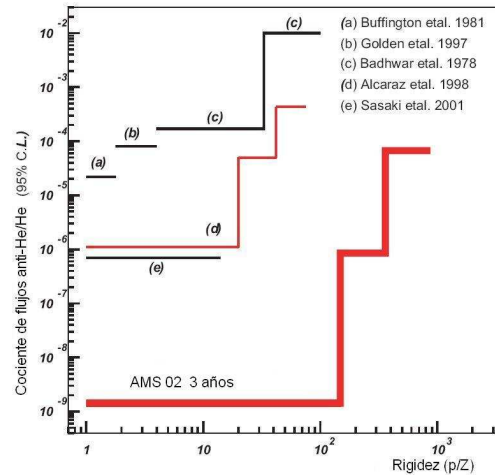


Figura 1.1: Resultados para el cociente de flujos de antihelio/helio de experimentos pasados (d. corresponde a AMS-01) y perspectivas de exclusión para AMS-02 tras 3 años de toma de datos.

Materia oscura

Una cuestión que aparece en todas las relaciones de problemas vigentes de la física actual, es la de la naturaleza de la materia oscura. Desde los años 30 [14] se sospechaba que el contenido en masa de los cúmulos galácticos no concordaba con el deducido de las velocidades de sus componentes y la aplicación del teorema del virial. No fue hasta las primeras medidas de la velocidad de rotación en galaxias espirales en función del radio galactocéntrico [15] que la presencia de grandes cantidades de materia no luminosa (o materia oscura) empezó a ser aceptada en la comunidad astrofísica.

Las evidencias de materia oscura se han acumulado a lo largo de las tres últimas décadas a varias escalas y con medidas completamente independientes. Destacamos algunas de ellas a continuación.

- A **escala galáctica**, las medidas de la velocidad de rotación a distintas distancias del centro muestran un valor constante mucho más allá de la zona luminosa. Esto implica que un halo de materia oscura se extiende hasta al menos la distancia donde son posibles las medidas de rotación, basadas en la emisión de 21 cm de HI (y hasta más de 200 kpc, utilizando por ejemplo, medidas de galaxias satélite [16]).
- A **escala de cúmulos**, además de la contrastación de las velocidades de los componentes con la inferida por el teorema del virial, se añadieron las medidas en rayos X de la emisión de gas caliente intracumular [17] y la masa deducida a partir del efecto de lente gravitacional del cúmulo, sobre objetos más lejanos [18].
- A **escala cosmológica**, las medidas más concluyentes han venido de la mano de observatorios de la radiación de fondo de microondas. La combinación con otros experimentos de medida de supernovas lejanas y muestreos de densidad de galaxias favorecen un escenario en que la densidad universal de materia es mucho mayor que la de materia luminosa. Resultados recientes [19] indican que la densidad bariónica Ω_b y la densidad total de masa Ω_M se relacionan como $\Omega_b = (0.0224 \pm 0.0009) \Omega_M$.

Para la mayor parte de la comunidad científica, por tanto, la cuestión principal radica en la **naturaleza y distribución** de la materia oscura, más que en la determinación de su existencia o la densidad presente en el Universo¹.

La materia oscura bariónica fue el primer candidato natural. En esta hipótesis se asume que el componente oscuro proviene de objetos compuestos por bariones que simplemente no emiten radiación observable. Éste puede ser el caso de enanas marrones, objetos planetarios o agujeros negros. Las medidas de abundancias de deuterio en nubes de gas primitivas [20] constriñen el valor de la densidad bariónica a $\Omega_b h^2 = 0.02 \pm 0.002 (2\sigma)$ donde h es adimensional y está relacionado con el valor de la constante de Hubble mediante $H_0 = 100 h$ km/s/Mpc. Otras medidas de abundancia de ^3He o la relación entre los dos primeros máximos del espectro del fondo de microondas son compatibles con este valor. Las observaciones de lentes gravitacionales en el halo de nuestra propia galaxia demuestran que la materia bariónica puede suponer a lo sumo un $\sim 20\%$ del total del halo [21]. Algunos resultados posteriores [22] incluso rebajan esta cifra. Para un resumen reciente, ver [23].

Descartada la contribución bariónica como significativa, la existencia de grandes cantidades de materia oscura **no bariónica** es la solución con la que se trabaja actualmente. Ésta ha venido sugerida por la evidencia aportada por la combinación de experimentos de determinación de parámetros cosmológicos, como se menciona arriba. A partir de este dato, ha aparecido una miríada de candidatos en la literatura, generalmente en forma de partículas de uno u otro tipo. Debido a las características que deben tener, se denominan genéricamente *WIMPs* (*Weakly Interacting Massive Particles*). Entre ellos, figuran los neutrinos que por diversos motivos experimentales (la sonda WMAP indica que $\Omega_\nu h^2 < 0.0076$; los pobres resultados de los modelos *Hot Dark Matter*), han sido descartados como componentes principales. Algunas de las posibilidades más estudiadas incluyen la *partícula supersimétrica más ligera* (*LSP*) y la *partícula Kaluza-Klein* (*LKP*) *más ligera*. Un resumen reciente sobre este tema, incluyendo numerosas referencias, puede encontrarse en [24]. En cualquier caso, todo indica que la materia oscura tiene que estar compuesta por partículas no descritas en el Modelo Estándar.

¹A pesar de la línea de investigación imperante, estos temas se siguen abordando en varios experimentos presentes y futuros, incluyendo la reformulación de la teoría gravitatoria

Para AMS, el interés principal en este tema radica en la posibilidad de buscar evidencias indirectas de WIMPs en anomalías en los espectros de rayos cósmicos. Los WIMPs remanentes del universo primordial seguirían aniquilándose entre sí a un ritmo muy bajo pero que podría dejar una huella reconocible en estos espectros, si se miden con la suficiente precisión. De hecho, el experimento HEAT [25] podría haber ya encontrado una primera indicación de este tipo de proceso en el espectro de positrones. Asumiendo que el exceso observado por HEAT es significativo, la figura 1.2 da una idea de la calidad de la medida de este espectro de positrones en el rango de más de 10 GeV que hará AMS-02.

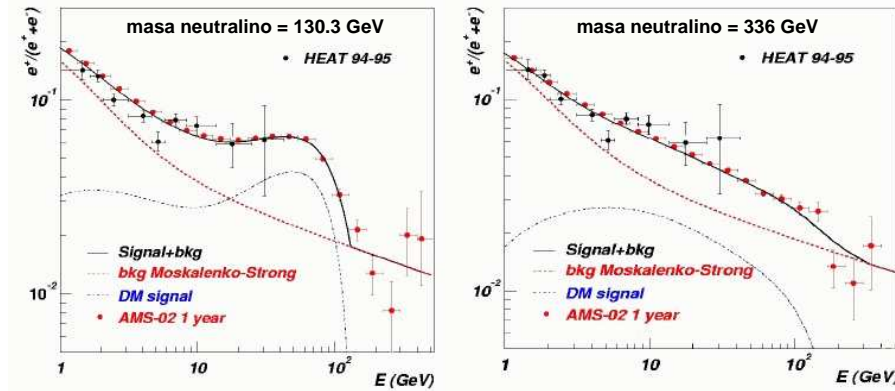


Figura 1.2: Estimaciones de las contribuciones del fondo [26] y la señal para neutralinos de 130.3 GeV (izquierda) y 336 GeV (derecha) [27] en la fracción de positrones observada. Superpuestas aparecen las medidas del experimento HEAT y las previsiones para AMS-02 [28].

AMS-02 podrá realizar una búsqueda simultánea en varios canales de detección, tales como positrones, antiprotones, antideuterones y rayos gamma, lo que permitirá hacer estudios más precisos sobre la identidad de las partículas que formen la materia oscura.

1.2.2. Astrofísica de rayos cósmicos cargados

Las partículas cargadas (hadrones y leptones) que llegan a la Tierra abarcan un espectro de energía realmente amplio, desde los 10^2 eV/nucleón a 10^{20} eV/nucleón. Por debajo de 10^9 eV/nucleón, existe una importante atenuación en el flujo por efecto del viento solar, que varía según el momento del ciclo de actividad del Sol. Por encima de este umbral, el espectro sigue una ley de potencias de la forma:

$$\frac{dN}{dE}(E) = kE^{-\gamma}$$

con $\gamma \sim 2.7$. Este comportamiento se mantiene hasta unos 100 TeV/nucleón, donde la pendiente del espectro se acentúa y los mecanismos de aceleración y origen de los rayos cósmicos se creen distintos (para más detalles, ver por ejemplo [29]). En cuanto a la composición, la mayor parte son núcleos de hidrógeno y helio ($\sim 90\%$ y $\sim 9\%$ respectivamente).

A continuación se describen varios aspectos del origen y propagación de los rayos cósmicos en la Galaxia que pueden estudiarse con el análisis de los espectros detallados de los mismos, en el intervalo comprendido entre 1 GeV/nucleón y varios TeV/nucleón (véase por ejemplo [30]).

Rayos cósmicos primarios

Por *primarios* se entiende que proceden directamente de las fuentes que los producen.

- En el caso de que los rayos cósmicos detectados tengan su origen en la aceleración en fuentes de partículas de alta energía, tales como supernovas, un espectro preciso en el intervalo GeV-TeV puede darnos información acerca de dichas fuentes y el mecanismo primario de aceleración. Esto ocurre con protones, helio y especies como el carbono o el hierro.
- El conocimiento de los espectros de protones y helio es fundamental para las predicciones de los espectros de antiprotones de origen convencional, con el objetivo de detectar desviaciones en dicho espectro que apunten a fuentes exóticas (materia oscura, agujeros negros primordiales).
- El espectro de protones también es muy relevante para el cálculo del fondo en los experimentos de neutrinos atmosféricos.
- El cociente de deuterio/protones está ligado con las estimaciones sobre la edad del Universo, al ser el deuterio una especie que no se destruye por mecanismos astrofísicos ordinarios.
- Algunos análisis recientes [31] también apuntan al estudio de las abundancias deuterio y ^3He como pruebas de la teoría de nucleosíntesis primordial.
- Dada su pequeña masa, los electrones sufren grandes pérdidas de energía en su propagación por la Galaxia. Se podrán extraer conclusiones acerca de la distribución de las fuentes de rayos cósmicos con medidas en la región de los GeV, donde existen grandes discrepancias entre experimentos.

Rayos cósmicos secundarios

Otras especies como el boro aparecen en los rayos cósmicos principalmente como productos secundarios por colisión de rayos cósmicos primarios más pesados, con los protones y el helio del medio interestelar. El cociente B/C [32] informa sobre la cantidad de material que atraviesan las partículas aceleradas. Con ello se obtiene información acerca del llamado *volumen de confinamiento* que define la extensión de la zona de difusión de los rayos cósmicos en la teoría de propagación de los mismos. El cociente de la abundancia de elementos subferricos sobre Fe proporciona una información similar.

Isótopos

Los isótopos ^9Be y ^{10}Be son estables e inestables respectivamente. El cociente de ambos puede usarse para estimar la edad media de los rayos cósmicos que alcanzan la Tierra (y así, hallar el *tiempo de confinamiento*).

Como ejemplo de las capacidades estimadas para AMS-02 en algunos de estos aspectos, ver las figuras 1.3 y 1.4.

1.2.3. Astrofísica de rayos γ

AMS-02 también dispondrá de capacidad para observar radiación gamma de alta energía. Este campo y las perspectivas para AMS-02 constituyen el eje central de esta tesis, por lo que se tratarán en capítulos posteriores.

1.3. AMS-01

En esta sección se detallan las características del prototipo AMS-01, junto con algunos resultados destacables en los temas de física que se han descrito.

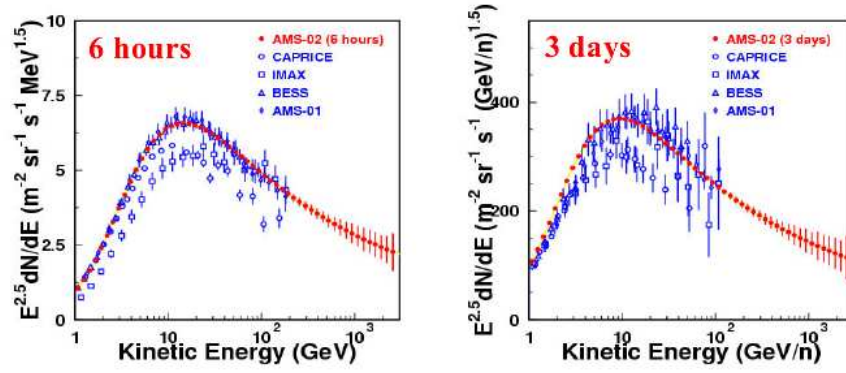


Figura 1.3: Medidas de experimentos anteriores y estimaciones del flujo de protones (izquierda) y helio (derecha) para AMS-02.

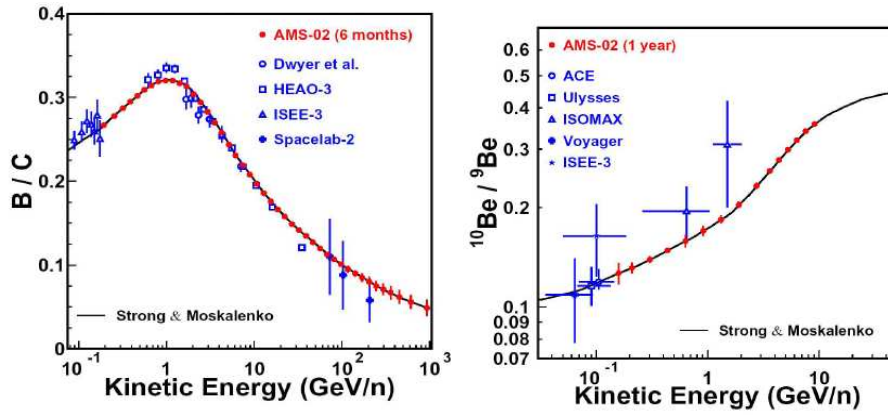


Figura 1.4: Medidas de experimentos anteriores y estimaciones de AMS-02 de los cocientes B/C y $^{10}\text{Be}/^9\text{Be}$ asumiendo el modelo de Strong y Moskalenko [34].

1.3.1. Motivación para un prototipo

Las condiciones extremas del entorno espacial y del despegue conducen a unos requisitos térmicos, mecánicos y de tolerancia a la radiación muy distintos a los habituales en los experimentos de física de partículas. Deben de llevarse a cabo estrictos controles sobre el peso y el consumo eléctrico. Además, la intervención humana posterior a la instalación está prácticamente descartada: el sistema ha de ser diseñado con suficiente autonomía y redundancia para un buen funcionamiento durante varios años.

Para comprobar la viabilidad del experimento, se construyó un primer detector, AMS-01 [1], que realizó un vuelo de prueba en la lanzadera Discovery de la NASA en 1998 (vuelo STS-91, figura 1.5) en una órbita similar a la que efectúa la ISS. En los diez días que duró el vuelo, se validó el concepto del experimento desde el punto de vista técnico, y se comprendieron las condiciones de radiación y de entorno para la construcción de AMS-02 y el posterior análisis de datos. Además se obtuvieron algunos resultados científicos de importancia [35], a partir de los 100 millones de sucesos recogidos.



Figura 1.5: La lanzadera Discovery de la NASA con el experimento AMS-01 a bordo, vista desde la estación MIR.

1.3.2. Configuración del detector AMS-01

Los componentes de AMS-01 se muestran en la figura 1.6. La idea fundamental es tener un detector muy preciso de trazas inmerso en un campo magnético, para poder determinar la llamada *rigidez* R ($R \equiv p/Z$) y el signo de la carga de los rayos cósmicos. Otros detectores complementan la medida de la velocidad β , la carga Z y la masa, proporcionando mayor precisión y redundancia.

En el caso de AMS-01, el imán era permanente y estaba constituido por 64 secciones de Nd-Fe-B de 100 bloques cada una, generando una intensidad de campo de 0.15 Tesla, con una capacidad de curvatura de 0.15 Tm^2 .

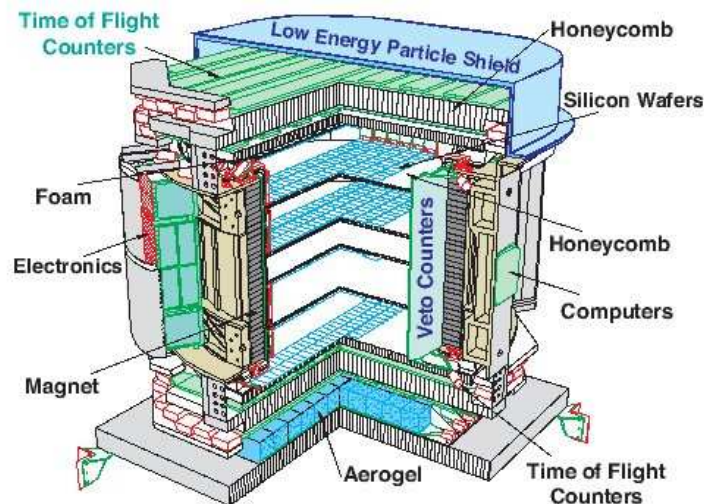


Figura 1.6: Configuración final del detector AMS-01.

Los subdetectores principales son:

- el detector de trazas de silicio (*Silicon Tracker*) con 56 módulos en 6 planos, proporcionando un área de detección de unos 2 m^2 . La resolución en momento alcanzada es de 7 % en el intervalo de 1-10 GeV/c/nucleón. Cuatro de los seis planos se hallaban en el interior de la estructura del imán;
- el sistema de tiempo de vuelo (*Time-of-Flight*) consistente en 4 planos con 14 unidades de centelleador, dos encima y dos debajo del detector de trazas, para la medida de la velocidad, energía depositada, coordenadas y dirección;
- dos capas de contador Cherenkov de umbral situado debajo del nivel inferior del sistema de tiempo de vuelo. Su cometido era la identificación de leptones frente a protones y antiprotones;
- un sistema contador de veto en la superficie interna del imán, para registrar las partículas incidentes transversalmente, que normalmente se eliminarán en el análisis.

1.3.3. Resultados científicos de AMS-01

Búsqueda de antihelio

Se observaron un total de 2.86×10^6 núcleos de helio hasta una rigidez de 140 GV y ningún suceso compatible con un núcleo de anti-helio, dando un límite de 1.1×10^{-6} para el cociente $\bar{H}e/He$ al 95 % de nivel de confianza, asumiendo un índice espectral similar (figura 1.7).

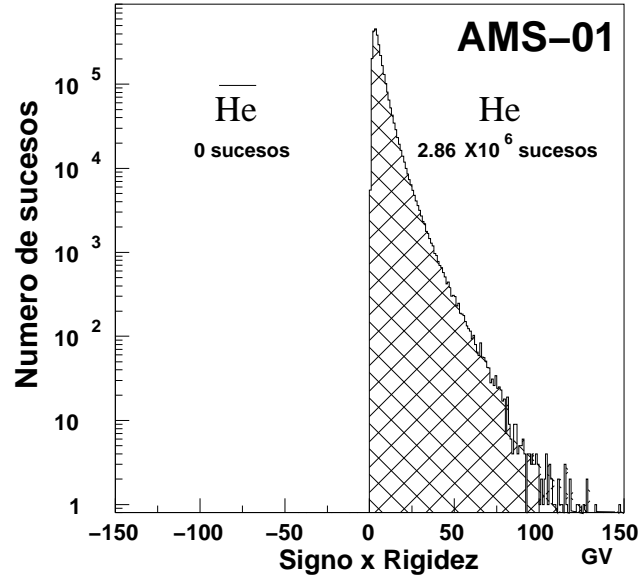


Figura 1.7: Rigidez con signo para la muestra de sucesos con $|Z| = 2$ recogida por AMS-01.

Este resultado fue el límite superior más estricto impuesto a las teorías de dominios de anti-materia hasta que fue rebasado por la estadística acumulada de BESS [36] en el intervalo de R de 1-10 GV.

Medida del flujo de partículas cósmicas.

Algunos de los resultados más relevantes son:

- La medida precisa del espectro de protones en el intervalo de 0.2 a 200 GeV con un índice espectral de $\gamma = 2.78 \pm 0.009 \pm 0.019$, de relevancia para estimación de neutrinos atmosféricos.
- Espectro del helio en el intervalo de 0.2 a 100 GeV/nucleón con un índice espectral de $\gamma = 2.74 \pm 0.010 \pm 0.016$.
- Espectros leptónicos (de 0.2 a 30 GeV para electrones y de 0.2 a 3 GeV para positrones) y cociente de flujos de $e^+/(e^+ + e^-)$.
- Nuevo límite superior al flujo de antideuterones en 1.1×10^{-4} , poniendo nuevos límites a la producción en el medio interestelar.
- Medida del espectro de deuterones y antiprotones en el intervalo de 0.1 – 1 GeV/nucleón, permitiendo así hacer una de las primeras pruebas sobre los modelos de confinamiento de rayos cósmicos en la Galaxia.

Medida del flujo de partículas por debajo del corte geomagnético.

Para protones, helio y leptones se hallaron espectros de origen atmosférico significativos, por debajo del corte geomagnético. Se demostró la existencia de trayectorias de larga y corta vida de protones y leptones, que se originaban de zonas geográficas concretas; y la presencia mayoritaria de ^3He en el flujo observado de helio (que podría explicarse a partir de modelos basados en interacciones de coalescencia [37, 38]).

1.4. AMS-02

La correcta identificación de rayos cósmicos y la medida de su espectro pasa por la determinación de varias propiedades de los mismos: la carga y su signo, el momento y la masa. Con esta meta en mente, se desarrolló el concepto de este espectrómetro, que consta de varios subsistemas (figura 1.8) y que proporciona redundancia en la medida de varias de las magnitudes de interés. A los sistemas incorporados y probados en AMS-01, se han introducido importantes mejoras con la experiencia adquirida y varios detectores nuevos para aumentar las capacidades finales. A continuación se da una descripción detallada de cada uno de los sistemas básicos del detector.

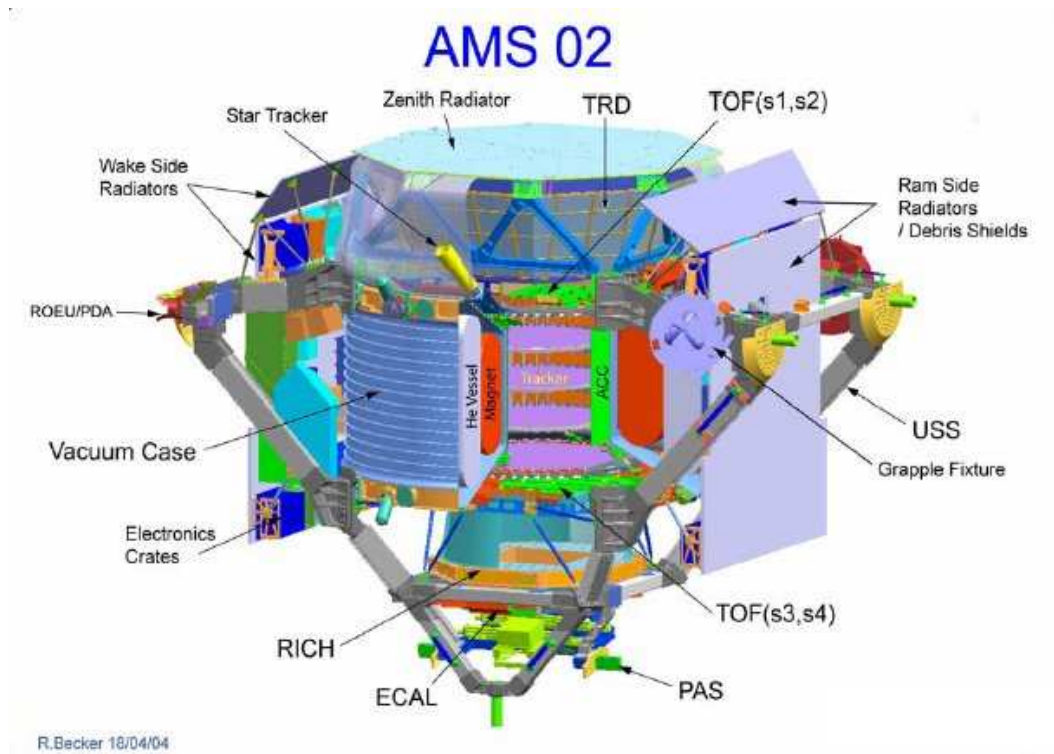


Figura 1.8: Configuración final del detector AMS-02.

1.4.1. El imán superconductor

Objetivo: Proporcionar la curvatura de las trazas para su análisis con el detector de silicio.

Los objetivos científicos de AMS-02 requieren la presencia de un campo magnético de alta intensidad si se pretenden medir espectros hasta varios TeV/nucleón. Por otro lado, las restricciones en cuanto a potencia consumida sugieren como posibilidad óptima la utilización de tecnología superconductora. De este modo, AMS se convierte en la primera aplicación espacial que utiliza este tipo de imanes. Se ha invertido un enorme esfuerzo en investigación y desarrollo especialmente en prevención y minimización de efectos de ruptura del estado superconductor y la operación de un sistema criogénico en el entorno espacial.

El sistema del imán consta de una serie de bobinas superconductoras, un contenedor para helio superfluido, que actúa como refrigerador y el sistema criogénico asociado, contenidos en una cámara de vacío (figura 1.9). Para su correcto funcionamiento, el imán debe mantenerse a una temperatura de 1.8 K. El tamaño total del conjunto es de 83 cm de altura y un radio de 55.7 cm.

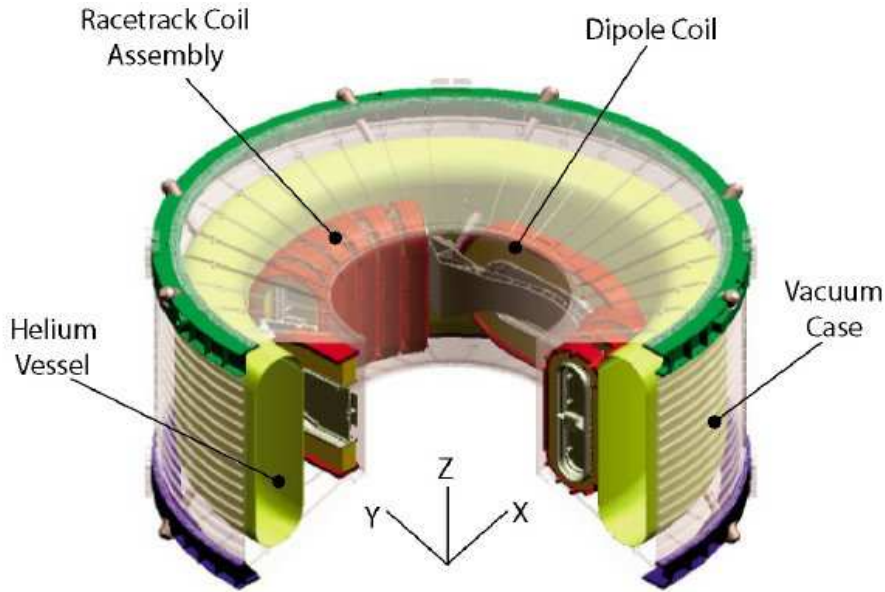


Figura 1.9: Estructura del imán superconductor de AMS-02.

Con esta estructura cilíndrica se logra un campo dipolar perpendicular al eje con una intensidad de 0.86 T en su centro. Los dipolos de retorno minimizan en lo posible el campo magnético residual fuera del cilindro del sistema (evitando torques peligrosos para la estructura mecánica, por interacción con el campo magnético terrestre).

Debido a inevitables cargas térmicas no controlables, se prevee que la vida útil del helio superfluido, y por tanto del imán, sea de 3-5 años.

1.4.2. El detector de radiación de transición (TRD)

Objetivo: La discriminación entre electrones (positrones) y antiprotones (protones) entre 1.5 y 300 GeV.

Uno de los canales más interesantes para la búsqueda de señales indirectas de materia oscura es el de los positrones a unos pocos GeV, como se mencionó anteriormente. Los resultados de AMS-01 se extienden hasta unos 2 GeV aproximadamente. A mayor energía el intenso fondo de protones esconde la señal. Del mismo modo, para el espectro de antiprotones es deseable un factor de rechazo significativo frente a electrones.

El TRD tiene por cometido minimizar este problema de fondos, utilizando la emisión de rayos X de las partículas cargadas cuando atraviesan la interfase de dos medios con constantes dieléctricas distintas (la llamada *radiación de transición*). La intensidad de esta emisión es significativa a partir de factores de Lorentz $\gamma > 1000$. De este modo, se obtiene señal para los leptones que atraviesan el detector pero no para los hadrones (hasta cierta energía).

La estructura mecánica del TRD (figura 1.10) es un octógono cónico de anchura 150 cm en su extremo inferior y 220 cm en su extremo superior en fibra de carbono y panel de aluminio. Su altura es de unos 60 cm. Su interior presenta 328 módulos dispuestos en 20 niveles. Cada módulo está constituido por el radiador (polipropileno/polietileno, proporciona unas 200 transiciones) y un conjunto de 16 tubos de deriva, rellenos de una mezcla de gases Xe/CO₂, que representan los componentes activos en los detectores de rayos X.

Con este detector se pretende lograr un factor de rechazo en la discriminación de positrones y protones de $10^2 - 10^3$, que puede alcanzar 10^6 en conjunción con el ECAL.

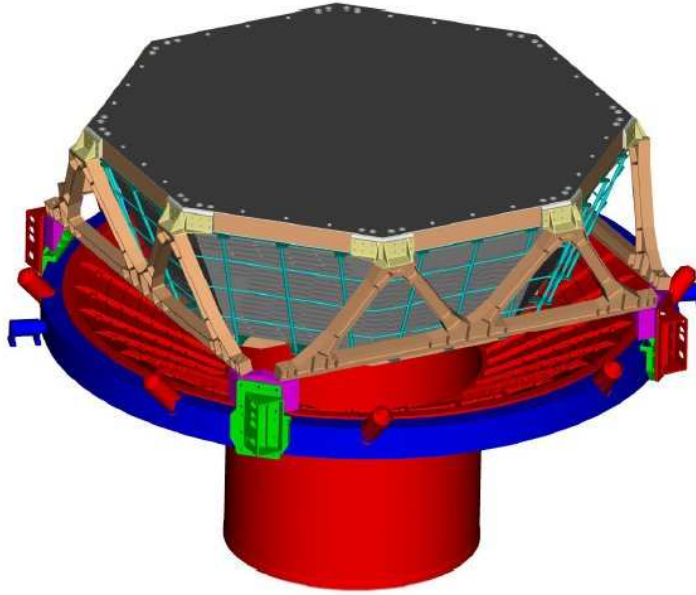


Figura 1.10: Estructura del TRD de AMS-02.

1.4.3. Los contadores de tiempo de vuelo (TOF)

Objetivo: *Disparo* del detector para partículas cargadas. Medida de la velocidad y la carga de la partícula.

Este sistema proporciona la llamada *señal de disparo rápido* o *fast trigger* para iniciar la adquisición de datos al paso de una partícula cargada, con una resolución de 100 ps. Su diseño está basado en la experiencia adquirida en AMS-01 [39].

La idea detrás del sistema es detectar el paso de una partícula cargada y registrar el instante de tiempo de dicho paso por cada nivel: el tiempo total transcurrido es inversamente proporcional a la velocidad; mientras que de la deposición energética por ionización del material centelleador puede extraerse el valor absoluto de la carga.

El TOF [40] está constituido por dos planos dobles de módulos de centelleador (figura 1.11), por encima y por debajo del imán. Cada módulo tiene una longitud variable para lograr una forma aproximadamente circular que cubra toda la aceptación del detector de silicio. Los fotomultiplicadores que instrumentan los módulos están especialmente diseñados para operar en campos magnéticos altos.

Se espera de este detector una resolución en $\beta = \frac{v}{c} \sim 3\%$ y poder distinguir núcleos de hasta carga $Z \sim 20$.

1.4.4. El detector de trazas de silicio (STD)

Objetivo: Medida de la rigidez ($R \equiv p/Z$ en gigavoltios GV), el valor absoluto de la carga y su signo.

Los detectores de silicio se han consagrado en las últimas décadas en el campo de la física de altas energías como medidores ultraprecisos de la posición de la partícula. AMS-01 representa la primera aplicación de este tipo en el espacio [41].

El detector en AMS-02 (figura 1.12) supone una ampliación y mejora respecto del primer prototipo. Se sitúa en el seno del campo magnético dipolar del imán. Su principio de funcionamiento

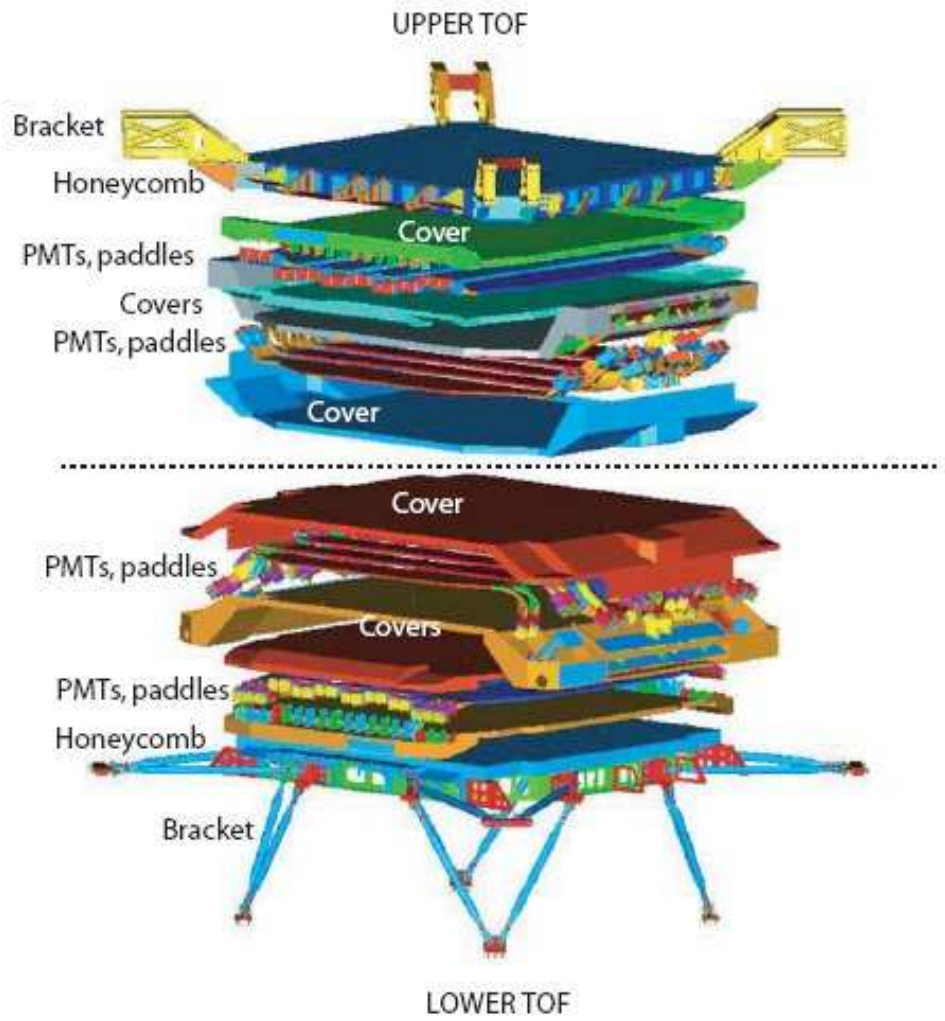


Figura 1.11: Estructura del TOF de AMS-02.

se basa en el comportamiento de un determinado tipo de material semiconductor al paso de una partícula ionizante. La rigidez de las partículas se calcula mediante el ajuste de una curva a los puntos de impacto registrados. La carga se determina a partir de la energía depositada en el silicio y la orientación de la traza en el campo magnético. Con el STD se pretende alcanzar, para núcleos de helio, una resolución en momento de $\sim 1.5\%$ a 10 GV (helio) y una determinación de carga y momento hasta ~ 2 TV.

Por su relevancia para la detección de rayos gamma, este detector será descrito en detalle en el capítulo 2.

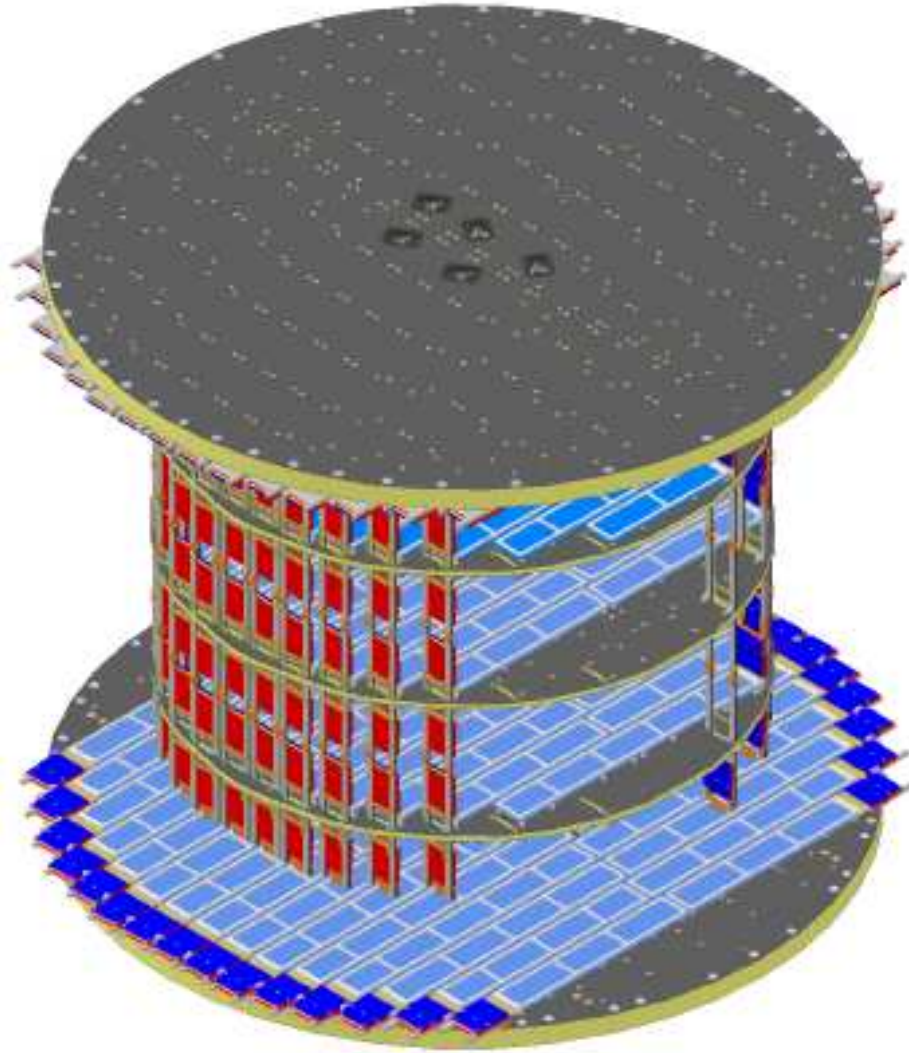


Figura 1.12: Estructura del STD de AMS-02.

1.4.5. El detector de anillos Cherenkov (RICH)

Objetivo: Medida de la velocidad y el valor absoluto de la carga. En combinación con la medida del momento del STD puede deducirse además la masa. Separación leptón/hadrón hasta 15 GeV/nucleón.

Las abundancias isotópicas relativas son de gran interés para el estudio de las características de propagación de los rayos cósmicos en la Galaxia. Para distinguir dos isótopos de masas similares, se requiere una excelente identificación de velocidad y carga. Esto es lo que se pretende con el RICH, complementando sus medidas de estas dos magnitudes con las del TOF y el STD.

El método de detección se basa en la emisión de luz por parte de las partículas cargadas al atravesar un medio dieléctrico a una velocidad superior a la de la luz en dicho medio. El ángulo de apertura θ_c del cono de luz generado alrededor de la trayectoria de la partícula está directamente relacionado con la velocidad $\beta \equiv \frac{v}{c}$ mediante la relación:

$$\beta = \frac{1}{n \cos \theta_c} \quad (1.1)$$

siendo n el índice de refracción del medio. Por otro lado, la intensidad de esta luz es proporcional a Z^2 .

El RICH (figura 1.13), descrito en [42], tiene una forma tronco-cónica, con unas dimensiones de 60 cm de radio superior, 67 cm de radio inferior y una altura de 47 cm. Se sitúa por debajo de los niveles inferiores del TOF. Está constituido internamente de un nivel con un medio dieléctrico radiador (aerogel y NaF), un espacio de expansión para el cono Cherenkov con un espejo para recoger la luz a grandes ángulos de incidencia y una matriz de fotomultiplicadores para registrar la forma e intensidad del cono de luz a su paso por este plano de detección.

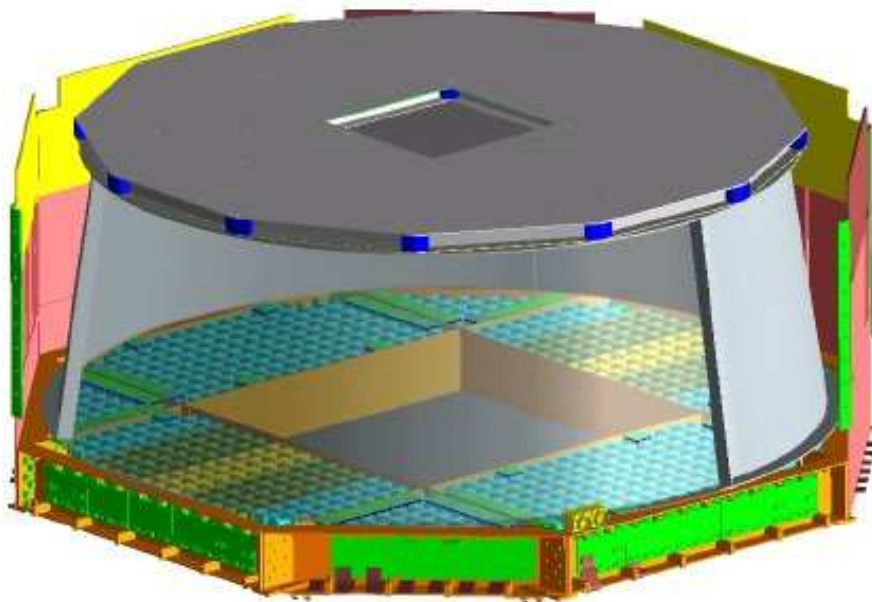


Figura 1.13: Estructura del RICH de AMS-02.

Las simulaciones y las pruebas en haz [43] muestran que la resolución en β es $\sim 0.1\%$. En lo que respecta a la carga, se podrá identificar hasta $Z = 26$ (hierro) con una confusión de carga inferior a 10 %. Combinado con el STD, será posible la separación isotópica hasta 10 GeV/nucleón para los isótopos de berilio.

1.4.6. El calorímetro electromagnético (ECAL)

Objetivo: Medida de la energía y dirección de partículas electromagnéticas. Separación leptón/hadrón hasta 500 GeV. Capacidad de disparo para fotones de manera independiente al

algoritmo de disparo estándar.

Para aumentar el factor de rechazo leptón/hadrón a estas altas energías, se decidió la implementación de un calorímetro en el detector final. Esta tecnología cuenta además con la ventaja de haber sido probada en otros experimentos en órbita, como EGRET.

El desarrollo de una cascada electromagnética al paso de una partícula cargada por un material denso es un fenómeno bien conocido. A partir de la forma, extensión y energía depositada de la cascada, es posible confirmar su naturaleza electromagnética y determinar su energía.

El ECAL (figura 1.14), descrito en [44], se halla en el extremo inferior, o más cercano a la ISS, después del detector RICH. Éste presenta un hueco central para el paso libre de la partícula hasta el ECAL. Consta de nueve supercapas de plomo intercaladas con fibra centelleadora, dando unas 16 longitudes de radiación. Posee unas dimensiones de $65.8 \times 16.65 \text{ cm}^2$. Los resultados de las pruebas en haz y simulaciones [45] confirman una resolución energética mejor que 5 % para energías mayores a 10 GeV. El factor de separación leptón/hadrón puede alcanzar 10^4 con ayuda de otros detectores.

Por su relevancia para la detección de rayos gamma, este detector será descrito en detalle en el capítulo 2.

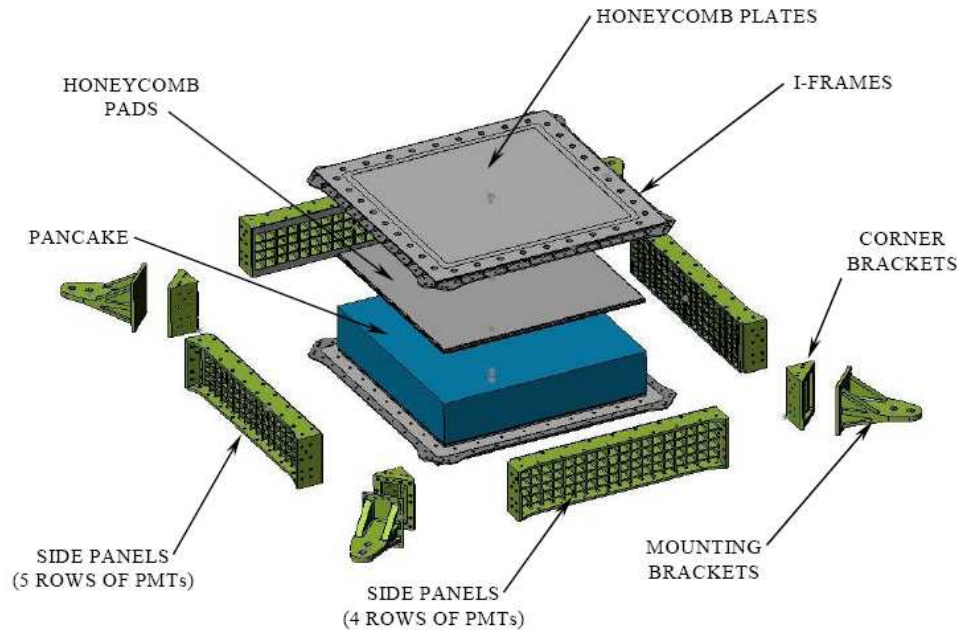


Figura 1.14: Estructura del ECAL de AMS-02.

1.4.7. Otros subsistemas

El contador de anticoincidencias (ACC)

Se trata de un sistema de planos de centelleador que rodea al imán para registrar aquellas partículas no contenidas en la aceptación angular de AMS-02. Este detector introduce una señal de veto sobre el algoritmo de disparo general, para rechazar partículas incidentes lateralmente sobre AMS-02.

El Star-Tracker

Para el estudio de fuentes puntuales o regiones definidas emisoras de rayos gamma, se hace imprescindible la correcta reconstrucción de la dirección de incidencia en coordenadas astronómicas de algún tipo. Esta información es proporcionada por un sistema doble de CCDs (*Charged Coupled Devices*) que registran la orientación de AMS-02 en cada instante con una resolución de pocos segundos de arco.

El sistema GPS

Para fuentes de rayos gamma de rápida evolución (por ejemplo, estallidos de rayos gamma, púlsares), si se quiere emprender el estudio del espectro en función del tiempo es necesario un registro preciso del tiempo absoluto de llegada de los fotones. Esto permite combinarlos con las medidas de otros experimentos. Hoy por hoy, la mejor solución es el uso de un receptor GPS (*Global Positioning System*).

Tanto el Star-Tracker como el sistema GPS se describen con mayor detalle en el capítulo 2.

Bibliografía

- [1] *AMS on ISS: Construction of a particle physics detector on the International Space Station* <http://ams.cern.ch/AMS/AMS.pdf>
- [2] Sevilla,I. Proceedings de la International Europhysics Conference on High Energy Physics,Lisboa (2005), en publicación.
- [3] Sapinski,M. Proc. 29th ICRC,Pune (2005)3-053,4-255
- [4] Anderson,C.D. Phys.Rev. 43(1933)491; Anderson,C.D. Phys.Rev. 44(1933)406
- [5] Dirac,P.A.M. Proc.R.Soc.A 117(1928)610
- [6] Chamberlain,O. et al. Phys.Rev. 100(1955)947
- [7] Golden,R. et al. Phys.Rev.Lett.43(1979)1196
- [8] Bergstrom,D. et al. NIM A 463(2001)161
- [9] Cohen,A.G. et al. ApJ 495(1998)539
- [10] Dolgov,A.D. Nucl.Phys.Proc.Suppl. 95(2001)42
- [11] Khlopov,Y.M. Gravitation & Cosmology 4(1998)69
- [12] Sakharov,A.D. ZhETF Pis'ma 5(1966)32
- [13] Galaktionov,Y.V. Rep.Prog.Phys.65(2002)1243 y referencias; Picozza,P.; Morselli,A. J.Phys. G 29(2003)903 arXiv:astro-ph/0211286; Stecker,F.W. arXiv:hep-ph/0207323
- [14] Zwicky,F. Helv.Phys.Acta 6(1933)110
- [15] Rubin,V. et al. ApJ 225(1978)L107; Sofue,Y. & Rubin,V. Ann.Rev.Astron.Astrop. 39(2001)137
- [16] Zaritsky,D. Publ. Astron. Society of the Pacific 104(1992)155
- [17] Combes,F. & Pfenniger,D. arXiv:astro-ph/9407013
- [18] Broadhurst,T.J.; Taylor, A.N. & Peacock,J.A. ApJ 438(1995)49
- [19] Spergel,D.N. et al. ApJ Suppl. 148(2003)175
- [20] Burles,S.;Tytler,D. ApJ 499(1998)699
- [21] Alcock,C. et al. ApJ 542(2000)281
- [22] Lasserre,T. et al. A&A 355(2000)L39

- [23] Evans,N.W. arXiv:astro-ph/0211302
- [24] Bertone,G. et al. arXiv:hep-ph/0404175
- [25] Barwick,S.W. et al. ApJ 482(1997)L191; Coutu,S. et al. Astrop.Ph. 11(1999)429; Coutu,S. et al. Proc.27th ICRC, Hamburgo (2001)1687
- [26] Moskalenko,I.V. & Strong,A.W. ApJ 493(1998)694
- [27] Baltz,E.A.; Esdjö,J. Phys.Rev.D59(1999)
- [28] Paolo Maestro, tesis doctoral presentada en el INFN Universidad de Siena (2003).
- [29] Longair,M.S. *High Energy Astrophysics*. Ed. Cambridge (1994)
- [30] Maurin,D. et al. arXiv:astro-ph/0212111
- [31] Ellis,J.R. et al. arXiv:astro-ph/0503023
- [32] Engelmann,J.J. et al. A&A 233(1990)96
- [34] Strong,A.W.; Moskalenko,I. ApJ 509(1998)212
- [35] Aguilar,M. et al. Phys.Rep. 366(2002)331
- [36] Sasaki,M. et al. Nucl.Phys.B 113(2002)202
- [37] Lope,W.J. et al. Phys.Rev.C 52(1995)2004
- [38] Duperray,R. et al. Phys.Rev.D71(2005)083013
- [39] Alvisi,D. et al. NIM A 437(1999)212
- [40] Casadei,D. Proc.28th ICRC,Tsukuba (2003)2169
- [41] Burger,W.J. Nucl.Phys. B (Proc.Suppl.) 113(2002)139
- [42] Casaús,J. Nucl.Phys. B (Proc.Suppl.) 113(2002)147
- [43] Buenerd,M. et al. NIM A 560(2006)291
- [44] Cadoux,F. et al. Nucl.Phys. B (Proc.Suppl.) 113(2002)159
- [45] Loic Girard, tesis doctoral presentada en la Universidad de Saboya LAPP-T-2004-12 (2004)

Capítulo 2

Detección de fotones en AMS-02

2.1. Introducción

El objeto de estudio principal de AMS-02 son los rayos cósmicos cargados, y por ello se diseñó como espectrómetro, tal y como se describe en el capítulo 1. Sin embargo, la precisión proporcionada por el detector de trazas en resolución espacial y rigidez ¹ sugieren una buena capacidad para la reconstrucción de rayos gamma a partir de los componentes cargados de su conversión. Asimismo, los gammas no convertidos que entren en la aceptación del calorímetro serán también detectados proporcionando igualmente información direccional y energética del fotón. Los resultados de las primeras simulaciones indicaron la posibilidad de hacer astronomía gamma con AMS-02 [1, 2].

En este capítulo se describen los sistemas de AMS-02 que permiten la detección y medida de fotones. Se detallan el detector de trazas STD, el calorímetro electromagnético ECAL y los sistemas auxiliares (el Star-Tracker y el sistema GPS). Las capacidades esperadas y resultados de pruebas en un haz de partículas se detallan en los capítulos 3 y 4, haciendo énfasis en el rendimiento del detector de trazas.

2.2. El detector de trazas de silicio

Ya en los años 50, los primeros desarrollos de detectores de estado sólido comenzaron a dar su fruto en el campo de la física nuclear. En la década de los 80 aparecieron los primeros detectores de trazas de partículas de alta energía basados en semiconductores [3]. Esto ocurrió cuando se hizo posible desarrollar la electrónica de lectura asociada y la tecnología de circuitos integrados para la implantación de micropistas.

En la actualidad son ampliamente utilizados en los experimentos de física de altas energías. Las excelentes cualidades de resolución energética y espacial, junto a los rápidos tiempos de respuesta, los hacen muy populares. El material más utilizado hoy en día es el silicio, por el abaratamiento del proceso de fabricación. Otras alternativas en desarrollo y con otras cualidades incluyen el germanio, el GaAs [4] o el diamante [5].

2.2.1. Principio de funcionamiento

Los materiales semiconductores son bien conocidos por su característica estructura de bandas de energía, en la que el salto energético de la banda de valencia a la de conducción es del orden de ~ 1 eV. Esto significa que cierta cantidad de energía es capaz de excitar algunos electrones ligados a los núcleos de silicio hasta los niveles libres de la banda de conducción, y permitir que fluya una

¹Se recuerda que $R \equiv p/Z$

pequeña corriente al aplicarse un campo eléctrico. Cada electrón liberado deja en la estructura de enlaces covalentes del semiconductor un *hueco* que actúa de manera efectiva como una carga positiva bajo la influencia de un campo eléctrico, a diferencia de los conductores en los que sólo los electrones en la banda de conducción crean corriente (figura 2.1).

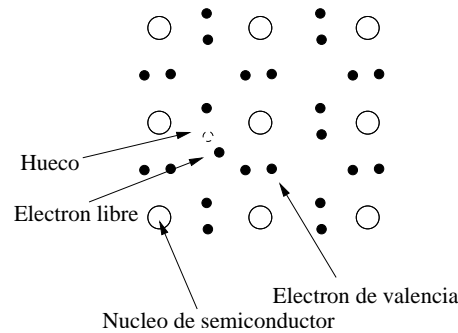


Figura 2.1: Esquema de la estructura covalente de un semiconductor. Los nodos de la red cristalina están constituidos por núcleos del material, entre los que se encuentran los pares de electrones que participan en los enlaces covalentes. Una cierta cantidad de energía puede hacer que uno de estos electrones pase a estar libre en la red.

El llamado *dopado* de la estructura del cristal del semiconductor con elementos penta- o trivalentes proporciona electrones (semiconductores dopados o extrínsecos de tipo *n*) o huecos (semiconductores dopados o extrínsecos de tipo *p*) adicionales para la conducción eléctrica (figura 2.2).

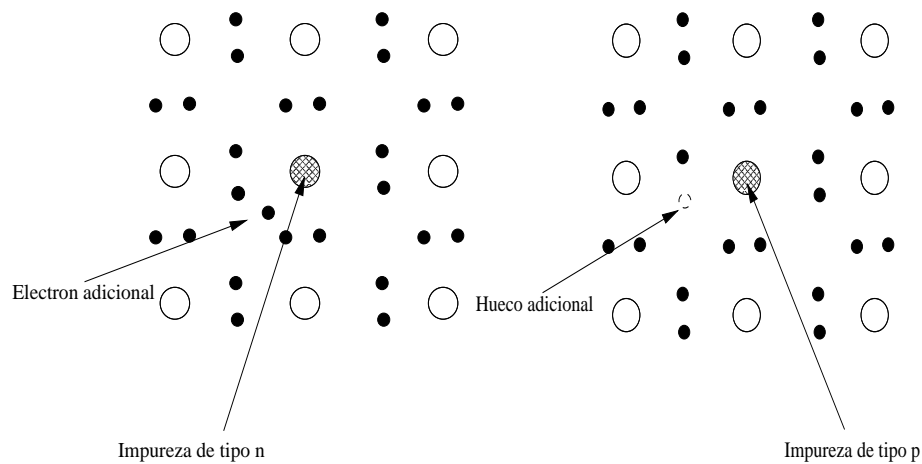


Figura 2.2: Esquema de la estructura covalente de un semiconductor dopado de tipo *n* (izquierda) y de tipo *p* (derecha).

Es posible utilizar dos semiconductores dopados *p* y *n* para crear las llamadas *uniones pn*. Dichas estructuras son de gran utilidad para la fabricación de detectores de trazas puesto que en ellas, mediante el adecuado acoplamiento de ambos tipos de semiconductores y la aplicación de un voltaje de *sesgo (bias) inverso*, se crean las *zonas de depleción* de carga. Los pares electrón-hueco creados posteriormente en esta zona (por ejemplo, por el paso de una partícula ionizante), son inmediatamente recogidos en los extremos de la unión (figura 2.3).

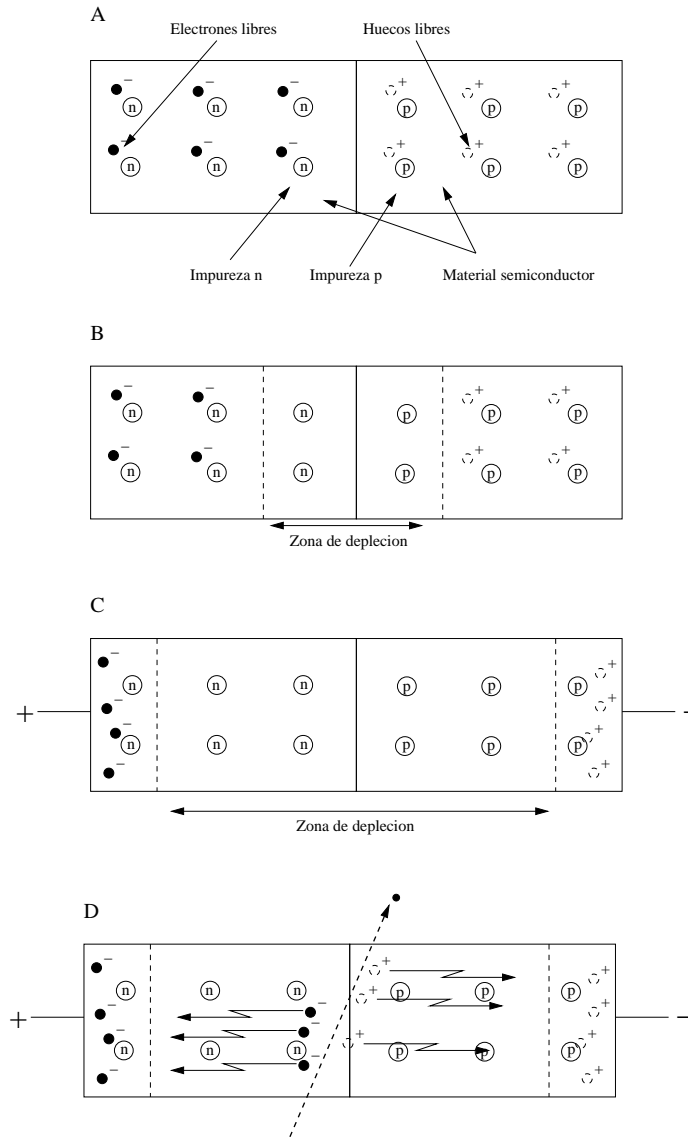


Figura 2.3: Esquema de una unión pn. El acoplamiento de dos masas de semiconductor dopadas con signo contrario (A) conducen a una situación en la que en la zona de unión, electrones y huecos se difunden de un lado a otro y se recombinan (B). Se produce una acumulación de carga negativa en el lado p y positiva en el lado n, ya que originalmente el semiconductor es eléctricamente neutro. Se crea un campo eléctrico en la unión que interrumpe el proceso de difusión. Esta zona sin cargas libres es la zona de depleción. Aplicando un potencial adicional (bias inverso) puede ampliarse esta zona (C). Los pares creados por el paso de una partícula son inmediatamente dirigidos a los extremos por este campo (D).

Detectores de micropistas

En el caso de los *detectores de micropistas de silicio*, esta disposición se logra según se muestra en la figura 2.4 para el caso de AMS-02.

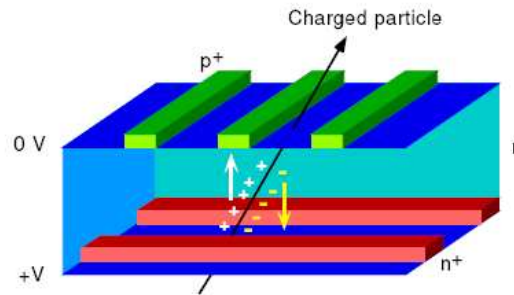


Figura 2.4: Esquema del detector de silicio de micropistas de doble cara de AMS-02 [6].

Cada sensor está compuesto de una masa principal de silicio n de unos $300\ \mu\text{m}$ de espesor, cruzada en ambos lados por sendas hileras de pistas (silicio $p+$ en un lado y $n+$ en el otro) separadas entre sí por varias decenas de micras. La doble hilera es necesaria para medidas de posición bidimensionales. Este tipo particular de detector es conocido como de *doble capa*. Las pistas poseen contactos metálicos de aluminio que funcionan como electrodos en los que se aplica el voltaje que permitirá la formación de la zona de depleción. Usando elementos semiconductores $p+$ y $n+$ (con un dopado mayor) se consigue evitar que la zona de depleción se extienda al material conductor [7]. Respecto a la masa principal de silicio n , ésta se suele recubrir de una capa de SiO_2 para prevenir las corrientes de pérdida y las rupturas de campo (*breakdowns*). Al elegir un espesor para esta masa es necesario lograr un compromiso entre la cantidad de carga que se quiere recoger, aumentándolo, y la limpieza de la señal (a mayor espesor, mayor es la difusión).

El paso de una partícula cargada a través de la zona de depleción del material produce una pérdida de energía por ionización que sigue una distribución de Landau en el caso de partículas de carga 1 [8]. Se crea una serie de *pares electrón-hueco* que para incidencia normal y carga $Z = 1$ es de unos 22000 pares para un sensor de $300\ \mu\text{m}$. Al encontrarse en la zona de depleción de la unión pn , inmediatamente los electrones son atraídos hacia las pistas $n+$ y los huecos hacia las pistas $p+$ más cercanas, definiendo la posición de impacto en dos coordenadas. El tiempo típico de este proceso es de unos pocos ns. La energía depositada cumple además que $dE/dx \propto Z^2$, así que también se dispone de información de la carga Z de la partícula. La lectura de la carga desde las pistas se realiza a través de un preamplificador seguido de un filtrador de señal.

Para más detalles acerca de los detectores de silicio, pueden consultarse las referencias [9, 10]. Las principales características de los detectores de micropistas son, por tanto:

- Buena resolución espacial, del orden de hasta unas pocas micras.
- Buena resolución en la medida de la carga.
- Tiempo de respuesta pequeño (hasta $\lesssim 5\ \text{ns}$) gracias a la elevada densidad del silicio que permite usar elementos activos de unas pocas centenas de micras. La lectura de la señal tiene lugar en tiempos típicos de $1 - 10\ \mu\text{s}$.
- Modularidad para la instalación.

- Requisitos de voltaje bajos (hasta $\lesssim 100$ V).
Sin embargo, hay que destacar también que:
- Requiere electrónica de muy bajo ruido.
- La existencia de corrientes de pérdida (*leakage currents*) en ausencia de señal, debido principalmente a efectos en la superficie del sensor.
- La llamada ruptura de campo (*breakdown*) cuando la intensidad del mismo es muy alta, hace crecer abruptamente la intensidad de la corriente.
- La radiación intensa es susceptible de causar defectos en el semiconductor y el aumento de las corrientes de pérdida (aunque el caso de un detector espacial, el flujo cósmico no supone un peligro en este sentido).

2.2.2. El detector de trazas de AMS-02

El detector de trazas de silicio de AMS-02 (*Silicon Tracker Detector (STD)*)[6, 11] tiene como objetivo la medida de la trayectoria de las partículas cargadas en el seno del campo magnético, de la cual se deducen el momento y el signo de la carga, así como su dirección. También se dispone de información acerca del valor absoluto de la carga, a través de la energía depositada en el silicio.

El instalado en AMS-01 fue la primera aplicación espacial de medida de posiciones de partículas con la tecnología de detectores de silicio, tantas veces probada en experimentos en tierra [12]. La modularidad de este tipo de detectores, los bajos niveles de voltaje con los que trabaja y la ausencia de elementos gaseosos, lo convierten en una excelente opción para el funcionamiento en órbita. El mayor reto para AMS ha sido la adaptación al entorno espacial y mantener los requisitos de alta precisión y bajo nivel de ruido en un detector de estas características y dimensiones.

Descripción general

Configuración en niveles y planos: El detector de trazas de AMS-02 está compuesto de ocho niveles de detectores de silicio de micropistas de doble capa. Cinco planos con una estructura de aluminio en forma de panel y cubiertos de fibra de carbono constituyen el soporte mecánico. Los exteriores tienen un diámetro de 1.4 metros, separados en altura por 1.06 metros. Los tres internos tienen dos niveles cada uno (figura 2.5). La superficie total de detección es de 6.39 m^2 . Como se menciona en el capítulo 1, el detector se halla en el interior de un imán superconductor, junto con las estructuras de soporte mecánico, electrónica y refrigeración.

Módulos: Cada uno de estos ocho niveles está instrumentado con entre 20 y 30 módulos (*ladders*) para un total de 192 en todo el detector. Un módulo consta de entre 7 y 15 sensores (*wafers*) con una superficie activa de $72.045 \times 41.360 \text{ mm}^2$ dando unas longitudes totales para el módulo de entre 29 y 62 cm (figura 2.6). El sensor tiene un espesor de $0.3 \pm 0.015 \text{ mm}$.

Sensores: El diseño del sensor es como el descrito en la sección anterior. En el caso particular de AMS-02 están basados en el diseño de los desarrollados para los detectores de microvértices de silicio del Large Electron-Positron Collider del CERN. Se utilizan pistas $p+$ separadas por $27.5 \mu\text{m}$ (lectura cada $110 \mu\text{m}$) a lo largo del lado S. Las pistas $n+$ que cubren la otra coordenada están separadas por $104 \mu\text{m}$ (lectura cada $208 \mu\text{m}$). La dificultad (por problemas de espacio y consumo) de hacer la lectura de todas las pistas implantadas trae como consecuencia esta diferencia entre el espaciado de lectura y de implantación. Una configuración correcta de los potenciales de pistas adyacentes, sean o no de lectura, evita una degradación de la resolución espacial [13]. El potencial de sesgo de la masa n del semiconductor se introduce mediante la técnica de *punch-through* [14].

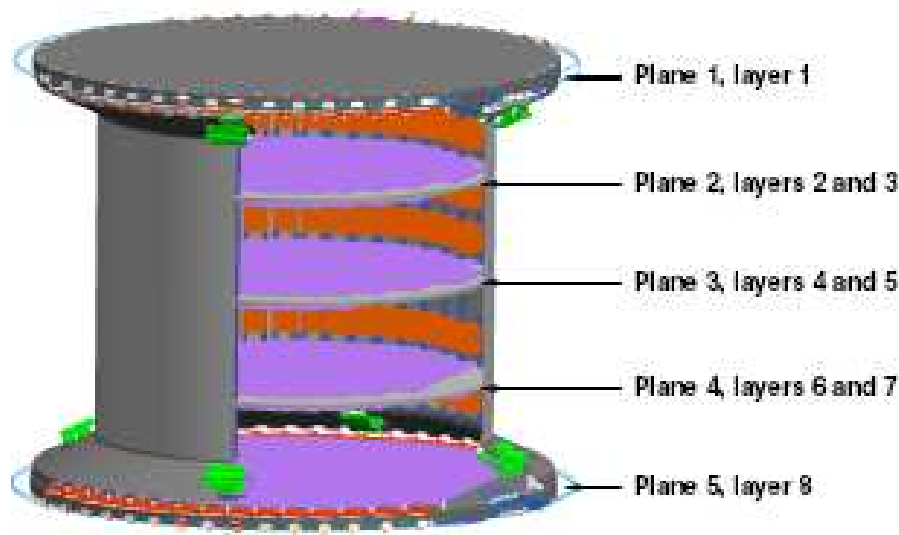


Figura 2.5: Esquema del STD de AMS-02 y disposición de los niveles y los planos del detector.

Sensor - Lado S: El lado p de los sensores de silicio (azul en la figura 2.6) es también llamado *lado S* (sensible) puesto que mide la coordenada a lo largo del plano en el que las partículas incidentes curvan su trayectoria por presencia del campo magnético (**coordenada y** en el sistema de referencia de AMS-02). La lectura de esta coordenada se realiza a través de un cable flexible que une el primer sensor con la electrónica de lectura (*híbrido S*). El resto de las pistas p de los demás sensores se hallan unidas al primero y entre sí eléctricamente por microhilos (figura 2.7).

Sensor - Lado K: El transporte de la señal del lado n (llamado a partir de ahora *lado K* o de *Kapton*²) se lleva a cabo a través de un cable de Kapton pegado a lo largo de toda la estructura del módulo (marrón en la figura). Las pistas n son transversales a las del lado S y miden la **coordenada x** . Esta señal se recoge en el lateral de la estructura como indica la figura 2.8 y es conducida igualmente hasta la electrónica de lectura (*híbrido K*). En esta figura se hace evidente que existirá una ambigüedad en la determinación de esta coordenada que deberá tratarse en el análisis de datos. Al contrario que la señal en el lado S , una misma señal dada por el lado K puede corresponder a la coordenada x de hasta ocho sensores distintos (para los módulos más largos). Esta ambigüedad se resuelve mediante una asignación diferente de los canales de lectura a las pistas físicas en los niveles externos (primero y octavo) respecto a la realizada en los niveles internos.

Soporte y encapsulamiento: El módulo se refuerza con una estructura de espuma y fibra de carbono de 5 mm de espesor. La unión del módulo al plano de soporte, se realiza a través de unos pequeños pies de aluminio. Por último, un envoltorio de Kapton metalizado de 50 micras de espesor (*shielding*) se encarga de proteger mecánica, óptica y electromagnéticamente la superficie de silicio.

En la figura 2.9 se muestra el primer plano instrumentado del STD.

Electrónica de lectura y detección de señales.

Electrónica de lectura: La electrónica de lectura está constituida por dos tipos de tarjetas (llamadas *híbridos*), una para cada lado S y K . El híbrido S consta de 640 canales de lectura

²Kapton es el nombre comercial de la película de poliamida desarrollada por DuPont con ciertas propiedades de flexibilidad y estabilidad. Es ampliamente usado para fabricación de cables flexibles con circuitos impresos.

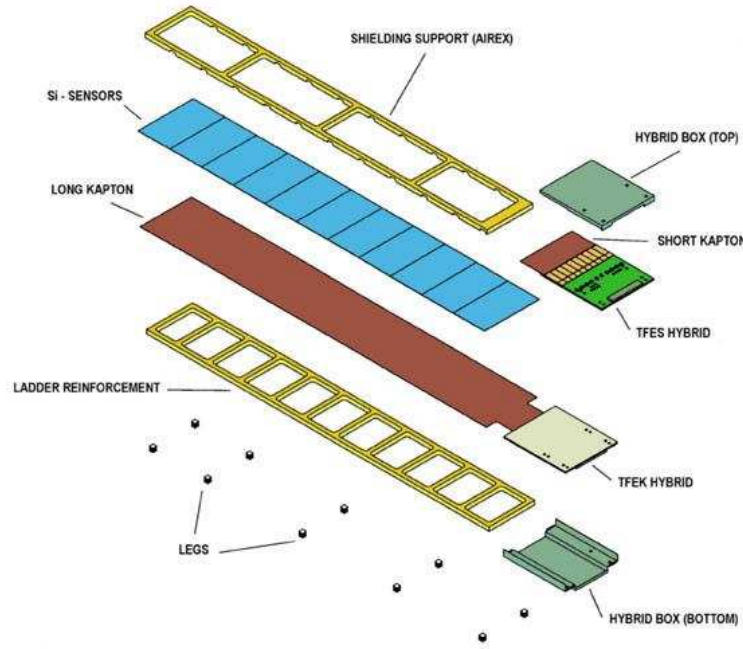


Figura 2.6: Estructura de un módulo del STD de AMS-02, en este caso compuesto de 11 sensores. Los sensores de silicio (en azul) se hallan “encajados” entre dos soportes largos que dan rigidez al módulo. La capa de Kapton conduce la señal del lado K (en marrón), mientras que la señal del lado S, es recogida por en la base del módulo a través del híbrido S (ver texto).

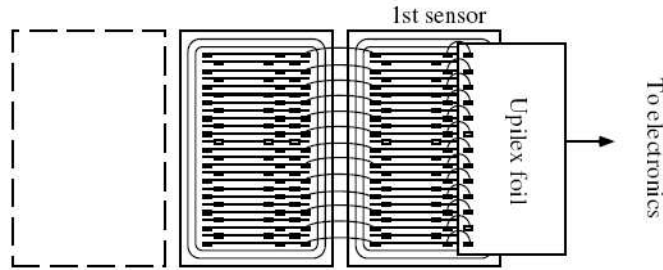


Figura 2.7: Esquema de unión de las pistas del lado S entre los sensores de un módulo [6].

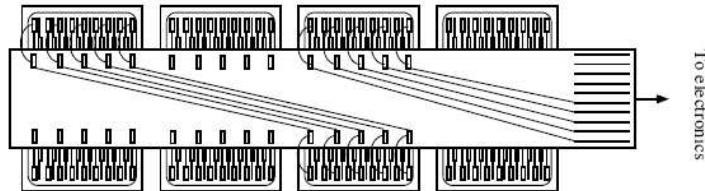


Figura 2.8: Configuración del transporte de la señal en el lado K. Para mayor claridad se muestran únicamente cuatro sensores, y el contacto eléctrico de dos de ellos, implantado sobre la larga tira de Kapton. La otra pareja de sensores estaría unida a la otra mitad de los canales de lectura [6]. Esta unión eléctrica a pares entre los sensores en el lado es la que da origen a la llamada ambigüedad del lado K, comentada en el texto.



Figura 2.9: Primer nivel del STD instrumentado en la sala limpia de la Universidad de Ginebra. Consta de 24 módulos ya preparados y envueltos con el shielding electromagnético.

mientras que el K posee 384. La mitad de estos últimos recoge la señal K de los sensores pares y la otra mitad la señal K de los impares (figura 2.8), dando lugar a la ambigüedad posicional mencionada arriba. La estructura básica es la misma en ambos: una primera etapa de chips de desacoplo capacitivo (RCAMS) y una segunda etapa con un chip preamplificador (VA64_hdr9a). En una etapa posterior, la corriente de salida del VA64_hdr9a se convierte en una señal de voltaje y se amplifica.

Tanto el chip RCAMS como el VA constan de 64 capacitores, con lo que el híbrido S posee diez chips de cada uno (para sus 640 canales) y el K seis (para sus 384). El preamplificador está basado en un diseño especializado para detectores de silicio de micropistas, asegurando la amplificación necesaria para señales débiles, con un bajo nivel de ruido. Al mismo tiempo, dispone de un rango dinámico extendido que le permite tratar señales de partículas hasta $Z \sim 26$.

Digitalización y reducción: La *tarjeta de reducción de datos (TDR2)* es el segundo nivel en la cadena de lectura del detector de silicio de AMS-02. Su cometido principal es la conversión de la señal analógica proveniente del híbrido en una señal digital lista para ser procesada por el sistema de adquisición de datos. Esta tarea conlleva una primera etapa constituida por un *Analog-to-Digital Converter* (ADC) y una segunda etapa de análisis en la que los pedestales de cada canal se sustraen, junto con el llamado ruido de modo común del chip VA. La señal digital extraída del TDR2 es interpretada posteriormente para constituir los puntos de la traza.

Algoritmo de reducción de datos: La descomposición de la *señal total* (digital) x_k^{ij} del suceso k para el canal i dentro del chip preamplificador j viene dada por:

$$x_k^{ij} = p^{ij} + cn_k^j + s_k^{ij} + q_k^{ij} \quad (2.1)$$

donde:

- p^{ij} es el *pedestal* del canal;
- cn_k^j es el llamado *ruido de modo común* (*common noise*) del sistema de lectura de datos. Se trata de una fluctuación común a todos los canales de un mismo chip, aunque la mayor parte proviene de la fuente de alimentación (con lo que será común a todos los canales S por un lado, y canales K por otro).

- s_k^{ij} es la fluctuación Gaussiana del canal o *ruido* del mismo. La Gaussiana tiene una desviación típica σ^{ij} ;
- q_k^{ij} es la señal física, que sigue una distribución de Landau.

La información sobre el punto de impacto de la partícula en cada módulo, así como sobre la energía depositada, se extrae del análisis del conjunto de los x_k^{ij} recogidos de todos los canales en cada suceso.

Para ello es preciso eliminar la contribución del pedestal y el common noise, y evaluar el ruido en el canal, gracias a calibraciones tomadas durante la toma de datos. Este es el proceso de *reducción de datos* que permitirá así que la adquisición registre sólo la información física relevante, manteniendo el flujo de datos dentro de las especificaciones (pasando de varios kHz de datos brutos a unos pocos Hz).

El algoritmo de reducción de datos, por tanto, tendrá como cometido la obtención de la *señal reducida* r_k^{ij} definida como:

$$r_k^{ij} = x_k^{ij} - p^{ij} - cn_k^j \quad (2.2)$$

Con esta cantidad, es posible construir las unidades básicas de información, o *clusters*, constituidos por grupos de canales contiguos con r_k^{ij} por encima de un determinado umbral. Este umbral se define como un factor K multiplicado por el ruido del canal σ^{ij} .

El proceso completo se visualiza en la figura 2.10. El algoritmo busca todos aquellos canales en los que $r_k^{ij}/\sigma^{ij} > K_{prim}$. El valor de K_{prim} suele tomarse entre 3 y 5. Los canales que cumplen esta condición constituirán las “semillas” de los clusters del suceso. Se añaden al cluster todos aquellos canales contiguos en los que $r_k^{ij}/\sigma^{ij} > K_{sec}$ donde $K_{sec} < K_{prim}$ y vale entre 1 y 3. La elección exacta de valores es un compromiso entre la eficiencia de detección y la cantidad de información que se quiera o pueda guardar. En AMS-01 estos valores eran de 3 y 1 para K_{prim} y K_{sec} respectivamente. En AMS-02 posiblemente se aumente la semilla a $K_{prim} = 4$.

Calibración: A continuación se describe brevemente cómo se realiza el cálculo de las magnitudes relevantes para la reducción de datos:

Pedestales: p^{ij} . Durante el proceso de calibración se determina, para N_p sucesos:

$$p^{ij} = \frac{1}{N_p} \sum_{k=1}^{N_p} x_k^{ij} \quad (2.3)$$

Estos valores se almacenan en una tabla para su posterior acceso.

Ruido total: σ_{bruto}^{ij} . Para caracterizar la estabilidad del canal, se calcula la anchura de la distribución $x_k^{ij} - p^{ij}$ para $N_{\sigma_{bruto}}$ sucesos:

$$\sigma_{bruto}^{ij} = \sqrt{\frac{1}{N_{\sigma_{bruto}}} \sum_{k=1}^{N_{\sigma_{bruto}}} (x_k^{ij} - p^{ij})^2} \quad (2.4)$$

σ_{bruto}^{ij} incluye las contribuciones del common noise del chip preamplificador j , y las fluctuaciones propias de cada canal i .

Estos valores se almacenan en una tabla para su posterior acceso. Aunque no tienen una implicación directa en el cálculo de r_k^{ij} , el ruido total es una variable de control necesaria para la determinación del estado del canal y del chip.

Common noise: cn_k^j . Se determina para cada suceso k :

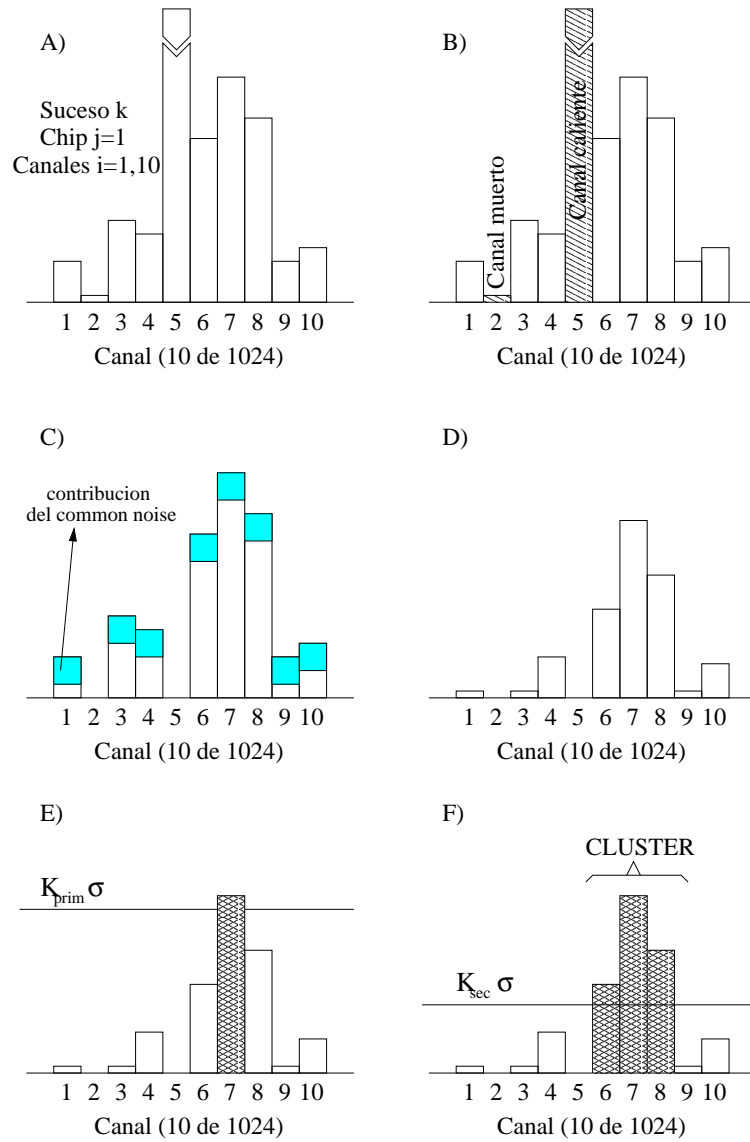


Figura 2.10: Pasos para la reducción de datos de una muestra de diez canales del mismo chip (ejemplo). A) Datos brutos. B) Eliminación de canales muertos y saturados. C) Cálculo del common noise. D) Reducción del common noise. E) Búsqueda de “semilla” para el canal. F) Añadido de canales secundarios.

$$cn_k^j = \frac{1}{N_{CN}^j} \sum_{i=1}^{N_{CN}^j} (x_k^{ij} - p^{ij}) \cdot f^{ij} \quad (2.5)$$

donde $f^{ij} \in \{0;1\}$ es el estado del canal (canales muertos, canales ruidosos); y N_{CN} es el número total de canales del chip j para los que dicho estado es 1.

Ruido: σ^{ij} . Se define como la anchura de la distribución r^{ij} para N_σ sucesos:

$$\sigma^{ij} = \sqrt{\frac{1}{N_\sigma} \sum_{k=1}^{N_\sigma} (r_k^{ij})^2} \quad (2.6)$$

Sistemas auxiliares

El sistema de alineamiento láser: Las condiciones ambientales de la operación en órbita (variaciones térmicas rápidas, vibraciones durante el despegue) pueden resultar en deformaciones estructurales que, si no están bajo control, pueden dominar la precisión intrínseca del detector. Este efecto ya se ha observado en el vuelo de prueba de AMS-01, en el que el soporte de fibra de carbono se veía afectado en ocasiones por desviaciones de hasta 30 μm . Esto puede ser particularmente relevante para las observaciones de fuentes de rayos gamma, si se quieren precisiones en la localización de fuentes puntuales del orden de los minutos de arco.

Para controlar estas variaciones, se ha diseñado un sistema de alineamiento que genera señales con trazas rectas. Se trata de un conjunto de haces láser infrarrojos, que penetran el volumen del detector desde dos unidades montadas en las estructuras de los planos más externos. Con unos 100 pulsos del láser se puede determinar la posición del centro de gravedad del haz por debajo de la resolución intrínseca.

Los sensores del STD iluminados proveen una señal muy intensa que permite bajar de la resolución intrínseca del detector con unos 100 pulsos (medida que podrá efectuarse media docena de veces por órbita). Las deformaciones registradas se corrigen posteriormente en el análisis.

El sistema de control térmico (Tracker Thermal Control System TTCS): La presencia del imán superconductor requiere la refrigeración activa del STD. Ésta consiste en un circuito en bucle con dos fases de CO_2 entre 23 y 50 bares, que se hace circular mediante bombeo. El líquido pasa a una temperatura justo por debajo del punto de ebullición por los híbridos y la electrónica de lectura y extrae el calor necesario, evaporándose en parte. Finalmente, una etapa de radiación y condensación vuelve a enfriar el gas.

Detección de fotones con el STD

El análisis de simulaciones por el método de Montecarlo de la respuesta del detector a fotones ha mostrado que existen unas 0.4 longitudes de radiación para la conversión de rayos gamma en pares electrón-positrón, en la estructura por encima del STD. Por tanto, es posible disparar la toma de datos con la configuración estándar del algoritmo de disparo, como con el resto de las partículas cargadas.

Las trazas resultantes se registran con gran precisión en el detector de silicio, y su rigidez y dirección original pueden ser ajustadas por un método de χ^2 . A partir de la información de las trazas individuales, se reconstruyen la energía y dirección del rayo gamma incidente (figura 2.11). En el capítulo 3 se profundiza en esta cuestión.

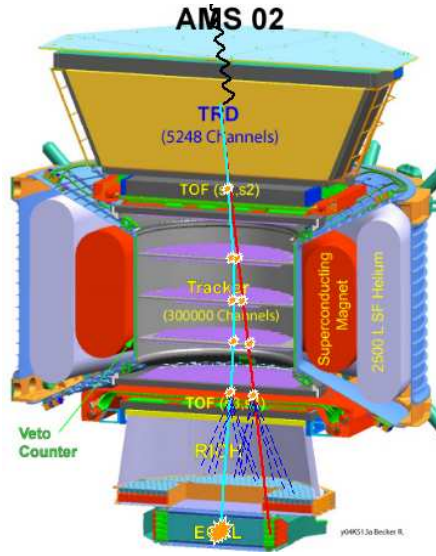


Figura 2.11: Detección de fotones con el STD. El rayo gamma se convierte en algún punto en la parte superior del detector. El par electrón/positrón es registrado por el detector de trazas.

2.3. El calorímetro electromagnético

Los calorímetros en su definición más básica consisten en instrumentos de absorción total de partículas. Las características de éstas se deducen a partir de las cascadas de secundarios producidos en la interacción. El desarrollo de estas cascadas y la energía depositada en un medio absorbente se utiliza como indicador de la energía de la partícula incidente [10]. En el caso de los calorímetros electromagnéticos, se estudian las propiedades de cascadas electromagnéticas constituidas por fotones, electrones y positrones.

2.3.1. Principio de funcionamiento

Cuando un electrón o un fotón de energía E_0 incide sobre un medio de gran absorción, la partícula inicia una serie de procesos de bremsstrahlung y producción de pares que genera más partículas que a su vez generan otras por el mismo proceso. Esto continúa hasta que la pérdida de energía hace que empiecen a predominar los procesos de ionización y excitación. El cambio de régimen ocurre a una energía crítica E_C . La cascada resultante tiene un determinado perfil longitudinal caracterizado por un máximo, que depende del medio y la energía incidente. Dicho perfil escala con la longitud de radiación X_0 y puede ser descrito en función del número de longitudes recorridas $t = x/X_0$ como [15]:

$$\frac{dE}{dt} = E_0 b \frac{(bt)^{a-1} e^{-bt}}{\Gamma(a)} \quad (2.7)$$

donde a depende de la energía y el material; $b \simeq 0.5$ tiene una dependencia débil con la carga y Γ es la función gamma. El máximo tiene lugar a

$$t_{max} = \frac{a-1}{b} = \log\left(\frac{E_0}{E_C}\right) + 0.5 \quad (2.8)$$

en el caso de fotones.

Esta función es bien reproducida por simulaciones Montecarlo (figura 2.12).

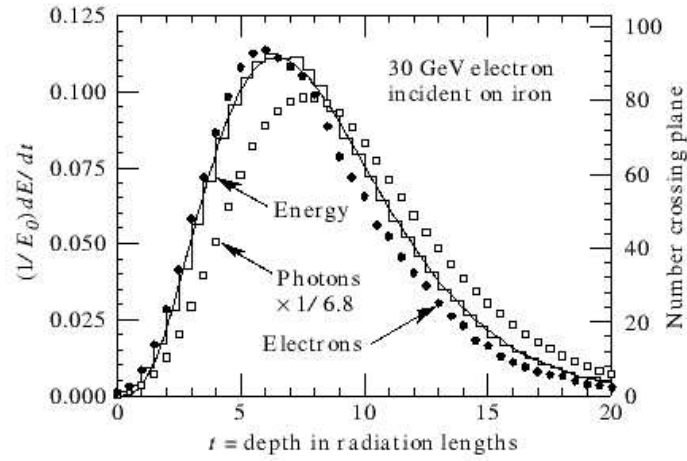


Figura 2.12: Resultados para la energía depositada de una simulación de una cascada electromagnética inducida por un electrón de 30 GeV en hierro [10].

El desarrollo transversal también puede caracterizarse con una única variable, el llamado *radio de Molière* R_M :

$$R_M = X_0 \frac{E_S}{E_C} \quad (2.9)$$

donde $E_S \sim 21$ MeV.

Estas variables nos permiten caracterizar la partícula incidente y evaluar la condición electromagnética o hadrónica de la cascada.

2.3.2. Tipos de calorímetros electromagnéticos

Según su constitución, los calorímetros electromagnéticos pueden ser:

- *Homogéneos*, que generan señal en todo su volumen y tienen alta sensibilidad. El material absorbente usado suele ser cristal centelleador de alto Z, radiadores Cherenkov, líquidos ionizantes o semiconductores.
- *De muestreo* consistentes en la superposición de un medio pasivo que hace las veces de absorbente (láminas de plomo, hierro, etc.) y otro activo que genera la señal.

2.3.3. El ECAL de AMS-02

En el caso de AMS-02, el calorímetro electromagnético (*Electromagnetic CALorimeter (ECAL)*) [16] es de tipo muestreo en el que se intercalan niveles de Pb y centelleador.

Los objetivos principales que se pretenden cubrir son por un lado, la medida precisa de la energía de partículas electromagnéticas; por otro, la separación efectiva de leptones/hadrones, fundamental para el estudio de canales con bajos flujos (como rayos gamma y positrones).

El estudio del perfil tridimensional de la cascada electromagnética es la clave del análisis de datos. Algunas de estas estrategias, especialmente en lo que concierne a la detección de fotones, se mencionan en el capítulo 3.

Descripción general

Configuración en supercapas: La estructura general se muestra en las figuras 2.13 y 2.14. Nueve supercapas, cada una compuesta de fibras de centelleador intercaladas con planchas de plomo conforman el volumen total de detección, de $64.8 \times 64.8 \times 16.65 \text{ cm}^3$. La profundidad del detector es de unas 16 longitudes de radiación y una anchura de $30 R_M$. La proporción de materiales conduce a un valor de densidad media de $6.9 \pm 0.2 \text{ g/cm}^3$.

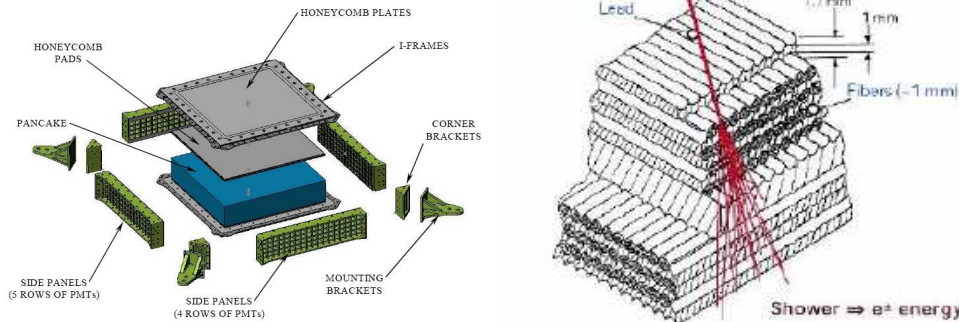


Figura 2.13: Vista explosionada del calorímetro electromagnético de AMS-02 con el volumen de detección (pancake) rodeado de las estructuras de soporte (izquierda). A la derecha, se muestra un corte de la estructura interna del pancake donde es visible la disposición cruzada de las fibras de centelleador y el volumen pasivo de plomo.



Figura 2.14: Tres supercapas del ECAL.

PMTs: Cada supercapa se distingue de la siguiente por la orientación de las fibras, a lo largo del eje x (cuatro supercapas) o del y (cinco supercapas). Al final de cada fibra (en sólo un extremo) se halla un píxel de un fotomultiplicador (PMT) Hamamatsu R7600 00-M4 de cuatro píxeles. Aproximadamente 35 fibras van a parar a cada uno. Un PMT corresponde al espesor de una supercapa y hay 36 cubriendo toda la anchura; en total esto supone 324 PMTs y 1296 píxeles.

Estructura mecánica: La estructura mecánica del ECAL (figura 2.15) soporta el volumen de detección, los PMTs y la electrónica, y debe garantizar los requisitos de aceleración para un peso de 638 kg. Los PMTs, además, deben estar adecuadamente aislados térmica y magnéticamente, para operar dentro de sus especificaciones.

Electrónica de lectura y detección de señales

El diseño de la electrónica está constreñido por la necesidad de detectar señales en un rango dinámico muy amplio, de los pocos fotoelectrones hasta los ~ 60000 [17] (equivalente a cascadas de 1 TeV). La configuración del divisor de tensión de los PMTs permite abarcar este rango, conservando una linealidad del $\lesssim 20\%$ a 55000 fotoelectrones y un bajo nivel de consumo. Se emplea un



Figura 2.15: La estructura del soporte mecánico del ECAL.

chip ASIC diseñado para operar en este rango dinámico, realizando la integración, filtrado y digitalización de la señal a dos ganancias distintas. Este chip de lectura y ADC se encuentra integrado en una pequeña tarjeta adosada a cada PMT, manejando las cuatro señales provenientes de éste.

Detección de fotones con el ECAL

Los rayos gamma que incidan sobre el calorímetro desarrollan una cascada electromagnética en el mismo sin dejar señal en el resto de detectores (figura 2.16). Debido a esta circunstancia, se ha implementado [18] una configuración de disparo autónoma, para iniciar la toma de datos en ausencia de señales del TOF (utilizados para el disparo o trigger de nivel 1 estándar) y que a la vez mantenga la tasa de disparo en valores tolerables ($\lesssim 100$ Hz). En líneas generales, este trigger específico toma una decisión rápida contabilizando simplemente el número de PMTs encendidos en las supercapas centrales del ECAL, además de una reconstrucción de la dirección de incidencia como nivel 1 de trigger. La eficiencia del trigger es prácticamente del 100 % a más de 10 GeV, aunque se reduce de manera muy marcada por debajo de los 2 GeV.

Tanto la energía como la dirección del gamma pueden extraerse del análisis de los perfiles longitudinales y transversales de la cascada.

El procedimiento de extracción de información de los fotones incidentes en el ECAL se ha descrito con detalle en las referencias [17, 19].

2.4. El Star-Tracker en AMS-02.

Los objetivos de astronomía gamma de AMS-02 introducen ciertos requisitos adicionales sobre el detector. Si se pretende hacer cualquier estudio sobre fuentes de rayos γ , es necesario disponer de una medida externa sobre la orientación de AMS, para correlacionar el suceso con la posición celeste en la que se originó.

La información proporcionada por la estación es insuficiente en este sentido, con un error del orden de varios grados. Para evitar estos sistemáticos, el sistema debería estar integrado en la estructura de AMS, concretamente como parte del STD, ya que es el detector que proporcionará las medidas más precisas de la dirección incidente de los fotones.

El sistema de guiado AST (AMICA Star Tracker, de la compañía CARSO) provee esta funcionalidad. Consiste en un par de telescopios ópticos montados en la parte superior del detector de silicio (figura 2.17). Cada pocos segundos, se adquieren sendas imágenes del campo estelar visible en cada telescopio. La disposición de las estrellas se compara con las posiciones registradas en un catálogo a bordo del sistema. Con esta información es posible determinar la orientación de AMS

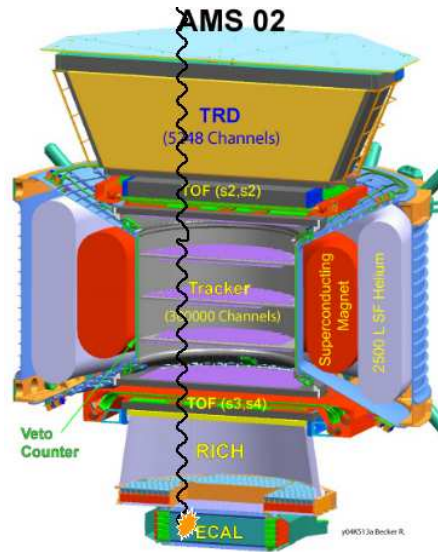


Figura 2.16: Detección de fotones con el EECAL. El rayo gamma atraviesa la estructura sin dejar señal, para convertirse en una cascada electromagnética en el calorímetro.

con una exactitud de unos pocos segundos de arco, más de un orden de magnitud por debajo del error estimado para un único fotón con el STD.

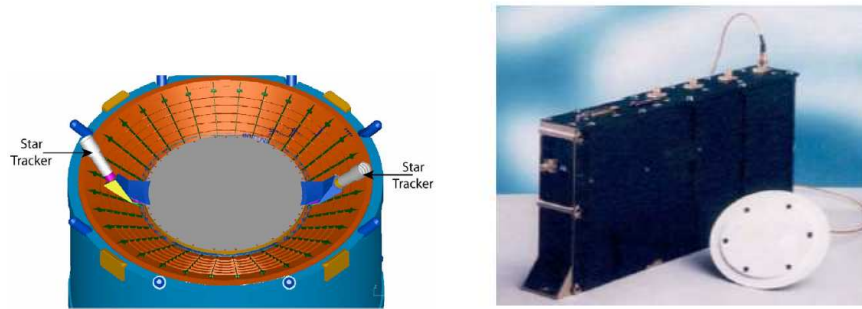


Figura 2.17: (Izquierda) Telescopios del Star-Tracker montados en la parte superior del STD. (Derecha) Una de las unidades de GPS que serán montadas a bordo de AMS-02.

Cada telescopio consiste en un sistema óptico con una lente $f/1.25$ acoplado a un dispositivo de carga acoplada (CCD) de 512×512 píxeles. El campo de visión es de $6.3^\circ \times 6.3^\circ$. Una pantalla tronco-cónica protege la entrada de luz y minimiza el deslumbramiento por el Sol. El soporte de los telescopios al STD presentan una gran rigidez y resistencia a las deformaciones térmicas. En su interior se encuentra la electrónica de adquisición, también refrigerada por el TTCS. El uso de dos telescopios apuntando a zonas opuestas reduce a menos del 2% la posibilidad de tener imágenes no válidas por sombras o por deslumbramiento. Se ha optimizado la orientación de los mismos para evitar la obstrucción visual de otros componentes de la ISS.

Cada pocos segundos, el software de AMICA determina cuál es el CCD con la orientación más adecuada para la adquisición. Tras realizarla, a partir de una dirección general proporcionada por la propia ISS o medidas anteriores, se determina la orientación mediante la comparación del plano imagen con la proyección de un campo estelar del catálogo. Básicamente se busca si las correspondencias angulares entre las estrellas de un campo determinado se corresponden a las

medidas. Una vez reconocido el campo, se transforma el sistema de referencia de el CCD al de AMS, para tener la orientación final del detector. Esta transformación se fijará tras los primeros meses de observación midiendo fuentes intensas. Los sucesos de AMS se adquirirán en instantes arbitrarios entre dos imágenes de CCD. El software de AMICA realizará la interpolación necesaria para asociar la orientación correcta a cada suceso (el CCD no está unido al trigger principal del experimento).

2.5. El Sistema GPS de AMS-02

Muchos de los fenómenos más interesantes de la astrofísica de rayos gamma presentan una intensa variabilidad temporal, que en ocasiones requieren precisiones de unos pocos microsegundos para estudiarse. Es el caso de púlsares y estallidos de rayos gamma (GRBs). Una vez más, la información de la ISS o del propio sistema de trigger de AMS es insuficiente, especialmente en lo que se refiere a la referencia temporal absoluta.

Por ello se ha decidido implementar un sistema de posicionado global (GPS) a bordo de AMS. Concretamente, se trata del modelo ALCATEL TOPSTAR 3000D, ya probado en entorno espacial. Dos unidades consistentes en una antena y un procesador (figura 2.17) reciben la señal GPS desde distintas direcciones para asegurar un número mínimo de satélites visibles. Esta señal se convierte en un pulso que sirve para reiniciar un reloj acoplado al trigger del detector. El tiempo absoluto de recepción de la señal y el marcado por este reloj local asociado al trigger se almacena como una información más del suceso.

Bibliografía

- [1] Sevilla,I. Proc. Bienal RSEF, Madrid(2003)369
- [2] Bertucci,B. et al. Proc. 27th ICRC, Hamburgo (2001) 2777
- [3] Hyams,B. et al. NIM 205(1983)99; Heijne,E.H.M. et al. NIM 178(1980)331 y referencias; Charpak,G. & Sauli, F. Ann.Rev.Nucl.Sci. 34(1984)285
- [4] Smith,K.M. NIM A 383(1996)75
- [5] Bauer,C. et al. NIM A 383(1996)64
- [6] Phillip Azzarello, tesis doctoral presentada en la Universidad de Ginebra (2004).
- [7] Peisert,A. *Instrumentation in High Energy Physics* Ed. World Scientific (1992)
- [8] Birk,J.B. Proc.Phys.Soc.A 64(1951)874
- [9] Leo,W.R. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments* Ed. Springer-Verlag(1987); Green,D. *The Physics of Particle Detectors* Cambridge Monographs on Particle Physics,Nuclear Physics and Cosmology 12(2000); Weilhammer,P. NIM A 453(2000)50
- [10] Particle Data Group Phys.Lett.B 592(2004)
- [11] Panicia,M. Proc. III International Conference On Frontier Science, Frascati (2004)
- [12] Acciarri,M. et al. NIM A 351 (1994) 300
- [13] England, J.B.A. et al. NIM 185(1981)43
- [14] Lutz,G. *Semiconductor Radiation Detectors: Device Physics* Ed. Springer (1999)
- [15] Longo,E. & Sestili,I. NIM A 128(1975)283
- [16] Cadoux,F. et al. Nucl.Phys.B (Proc.Suppl.) 113(2002)159; Cervelli,F. et al. NIM A 490(2002)132
- [17] Paolo Maestro, tesis doctoral presentada en el INFN Universidad de Siena (2003)
- [18] Di Falco,S. et al. AMS note 2003-08-01
- [19] Loic Girard, tesis doctoral presentada en la Universidad de Saboya LAPP-T-2004-12 (2004)

Capítulo 3

Resultados de una simulación Montecarlo para la detección de fotones

3.1. Introducción

Con el fin de determinar las capacidades de AMS-02 para la astronomía gamma, se han utilizado los códigos de simulación y reconstrucción del experimento. Este capítulo presenta los resultados de esta simulación Montecarlo para los estimadores estándar utilizados en astronomía gamma. Asimismo, se han evaluado los cortes principales que han de tenerse en cuenta para una máxima supresión del fondo de rayos cósmicos. Buena parte de estos resultados se resumen en [1].

Si bien este trabajo se centra en el modo de conversión (detección de fotones con el detector de trazas STD), por completitud se presentan resumidamente los resultados obtenidos en otros trabajos para el calorímetro ECAL [2, 3]. Esto nos permitirá tener una comparativa global del detector AMS-02 con otros observatorios de rayos gamma.

Los códigos de simulación y reconstrucción usados están basados en el paquete GEANT [4]. Se describen brevemente en el Apéndice A.

3.2. Capacidades del STD

Para estudiar las prestaciones de los algoritmos, se utilizaron diversas muestras Montecarlo de fotones, así como muestras de protones, helio, electrones y positrones, que constituyen los principales fondos (ver 3.2.3). En la tabla 3.1 se resume la estadística disponible en función de la energía. Se utilizaron los siguientes parámetros básicos de generación:

- Las muestras de rayos gamma se generaron a energías fijas. Para otras especies se usaron además muestras con espectros logarítmicos en un intervalo determinado, con el fin de incrementar la estadística.
- La dirección de incidencia de la partícula se generó isotrópamente en todo el campo de visión del STD (hasta unos 45° de ángulo cenital). La aceptación generada es de $47.78 \text{ m}^2\text{sr}$. Los rayos cósmicos cargados provenientes de otras direcciones (incluidos los laterales del detector y la parte inferior) no constituirán un problema significativo de fondo: serán automáticamente vetados por el sistema de anticoincidencias y difícilmente son capaces de dejar la impronta

característica de un gamma convertido¹.

- El nivel 1 de disparo se eligió de tal modo que se tuvieran tres de los cuatro planos del TOF con señal.

Tabla 3.1: Estadística Montecarlo empleada en este estudio. Las energías iniciales de las partículas son fijas o bien abarcan un intervalo de energía siguiendo un espectro logarítmico.

Partícula	Energía (GeV)	Suc. generados
gammas	0.7,1,2,4,8,16,32,64	$2 \times 10^6 \times 8$
gammas	128, 256, 512	$1 \times 10^6 \times 3$
gammas	1024	$5 \times 10^5 \times 1$
protones	0.5-10	$1 \times 10^9 \times 1$
protones	10-200	$1 \times 10^9 \times 1$
protones	1,2,4,8,16,32,64,128,256	$1 - 1.5 \times 10^8 \times 9$
helio	1-20	$1 \times 10^9 \times 1$
helio	20-400	$5 \times 10^8 \times 1$
electrones	0.5-10	$2 \times 10^8 \times 1$
electrones	10-200	$1 \times 10^8 \times 1$
electrones	1,2,4,8,16,32,64	$2 \times 10^7 \times 7$
electrones	128, 256	$1 \times 10^7 \times 2$
positrones	0.5-10	$2 \times 10^7 \times 1$
positrones	10-200	$1 \times 10^7 \times 1$

3.2.1. Selección de sucesos

Cortes de preselección.

La muestra básica analizada consiste en todos aquellos sucesos que pasan el nivel 1 de disparo (definido en la sección anterior). Para considerar un suceso de esta muestra como candidato a fotón reconstruido, es necesario que se cumplan los siguientes requisitos o *cortes de preselección*:

- Tener un **vértice reconstruido**, es decir, dos trazas reconstruidas.
- **Compatibilidad con velocidad** $\beta = 1$ de al menos una de las trazas (dentro de tres veces el error de dicha determinación).
- **Compatibilidad con carga total** $Z = 0$.
- **Posición del vértice correcta.** Se requiere en primera aproximación que la coordenada z del vértice sea compatible con haber sido producido en la mitad superior del detector (figura 3.1).

¹Esto ha sido comprobado analizando una amplia muestra de protones incidentes en todo el ángulo sólido (4π) y ninguno supera los cortes.

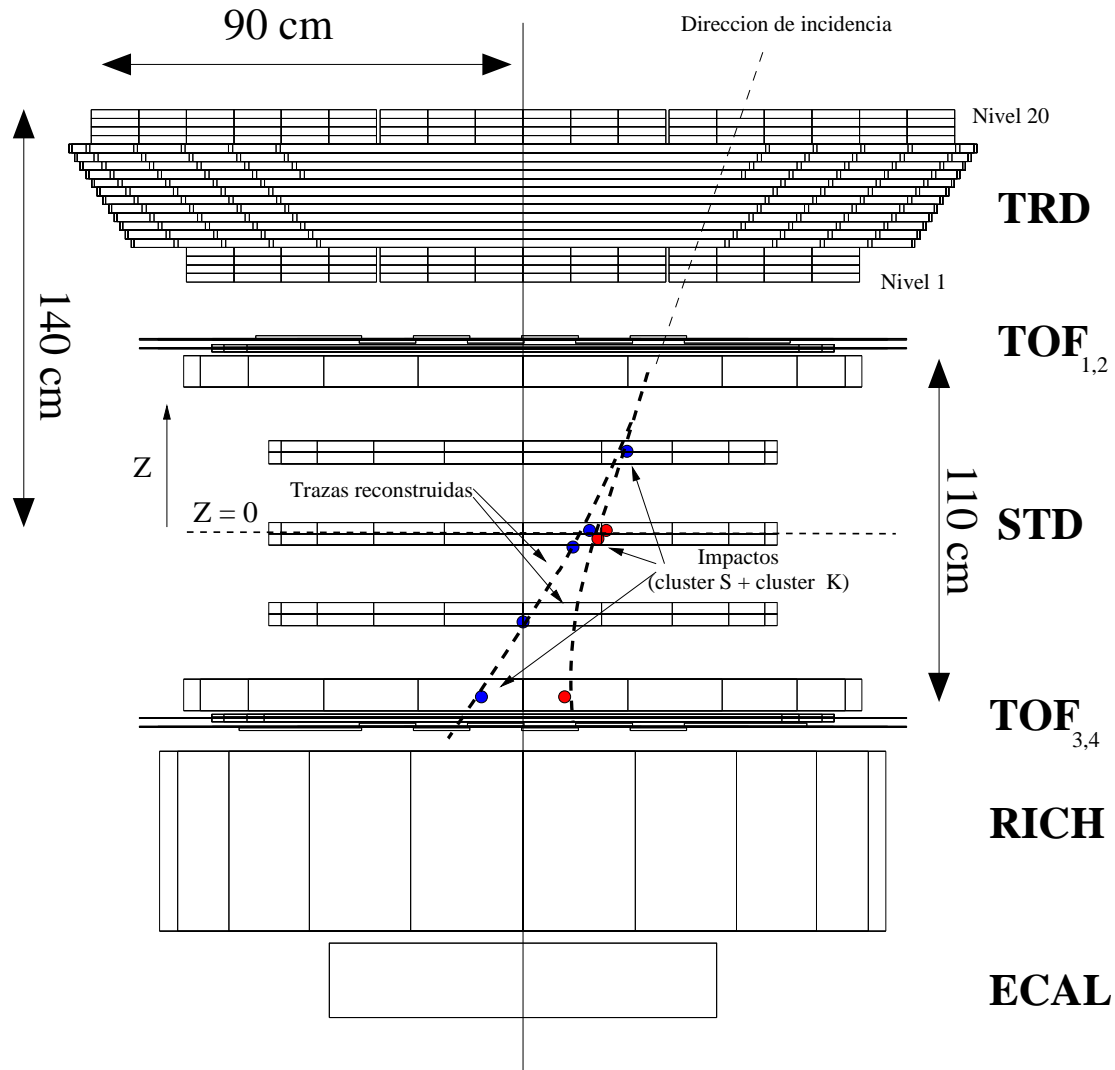


Figura 3.1: Corte transversal de AMS-02 y algunas dimensiones representativas. También se muestra un ejemplo de cómo se propagaría un rayo gamma convertido en un par electrón-positrón y las trazas resultantes.

Cortes de selección.

El objetivo de cualquier corte adicional es el de reducir en la medida de lo posible el fondo de partículas cargadas mientras se mantiene lo más alto posible el flujo de los sucesos gamma aceptados. El número de rayos cósmicos “supervivientes” servirá para determinar el factor de rechazo tal como se explica en la sección 3.2.3.

Para los cortes que siguen, se han fijado dos niveles: el que se llamará *estándar* definido como el conjunto de cortes que logra eliminar al máximo el fondo de rayos cósmicos; y otro conjunto de cortes más relajados pero con las mismas características, que pretende mejorar la aceptación para fuentes gamma intensas de manera que puedan hacerse estudios más detallados. El peor factor de rechazo en este último caso puede suplirse con cortes en la dirección de incidencia o en el tiempo de emisión.

A continuación se describen estos *cortes de selección* (figuras 3.2 y 3.3):

- **Veto del TRD.** Se rechazan sucesos que tengan actividad en el TRD por encima del nivel 15 (de los 20 que tiene, figura 3.1), contando desde el nivel inferior. Se pide además al suceso que el punto de impacto extrapolado al TRD se halle a menos de 100 cm del eje Z, para garantizar que la partícula ha cruzado el TRD. La cota del veto del TRD se rebaja hasta el nivel 12 en el caso de partículas incidentes entre 85 y 100 cm, que pueden evitar los niveles superiores por la geometría del subdetector (figura 3.4).

Dicha actividad sería indicativa de una partícula cargada incidiendo sobre AMS. En la figura 3.3 se aprecia la acumulación de sucesos con una cota en el último nivel en el caso de electrones (de manera análoga ocurre con otras especies). El motivo de la elección de la cota en el nivel 15 es que existe cierta probabilidad de que una partícula cargada evite los cuatro niveles superiores (17-20) al incidir en el detector debido a la geometría de los tubos, que se hallan alineados en grupos de cuatro y crean pequeñas zonas muertas.

Cortes para fuentes: no se pide esta restricción geométrica.

- **Corte en la masa invariante.** Se aceptan sucesos con masa invariante $m_{inv} < 0.1 \text{ GeV}/c^2$. Un valor alto es indicativo de que una partícula hadrónica generó el par observado.

Cortes para fuentes: se relaja hasta $m_{inv} < 0.2 \text{ GeV}/c^2$.

- **Corte en la actividad del detector.** Se rechazan los sucesos que muestran una gran actividad (número de clusters) en alguno de los subdetectores. Es frecuente que las partículas hadrónicas produzcan en su camino secundarios de alta energía al interactuar con la estructura y los sistemas subdetectores, de manera que aumente la señal en los mismos. Los cortes específicos utilizados son:

- Número de clusters en los contadores de anticoincidencias menor que 2.
- Número de clusters en el STD menor que 50.
- Número de clusters en el TOF menor que 7.

Cortes para fuentes: se mantienen los mismos cortes.

3.2.2. Aceptancia y área efectiva

La *aceptancia* del STD para rayos gamma es uno de los principales parámetros del rendimiento del detector. Se trata de una medida de la aceptación geométrica modulada por una función que en general depende de la energía y el ángulo de incidencia.

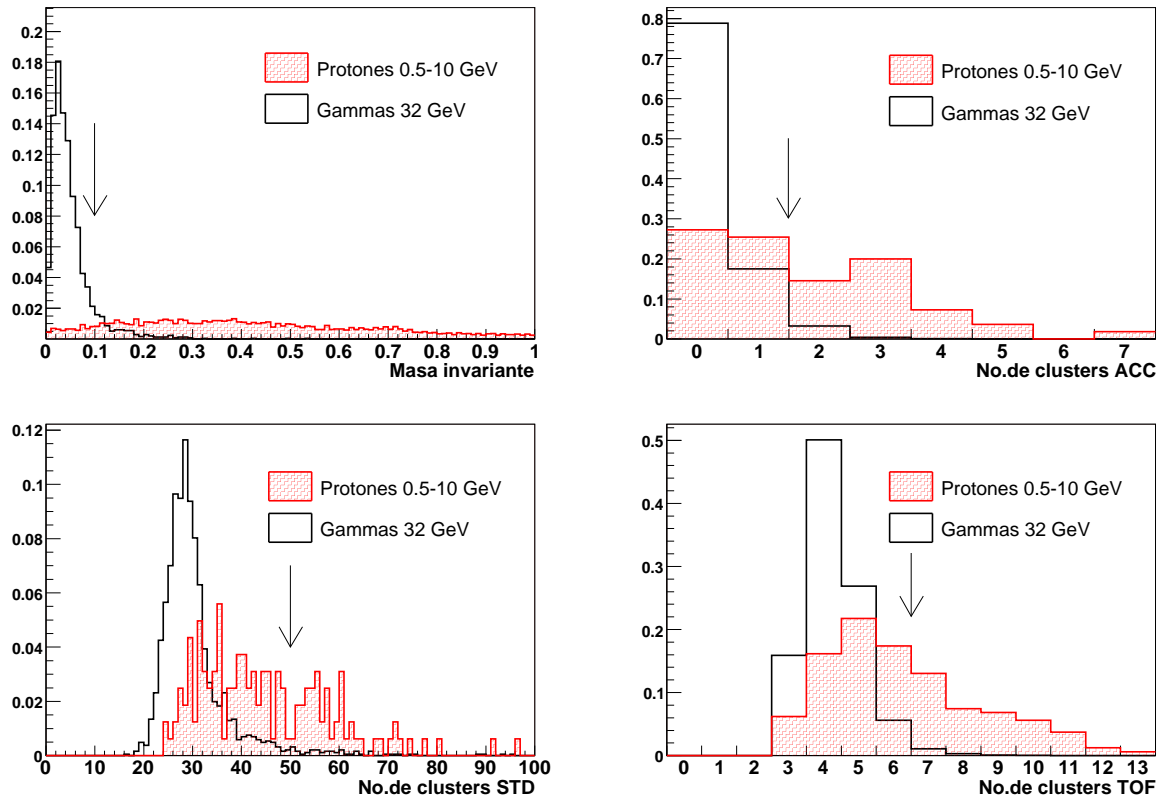


Figura 3.2: Cortes en la masa invariante (arriba a la izquierda) y en el número de clusters en los detectores, tras los cortes de preselección.

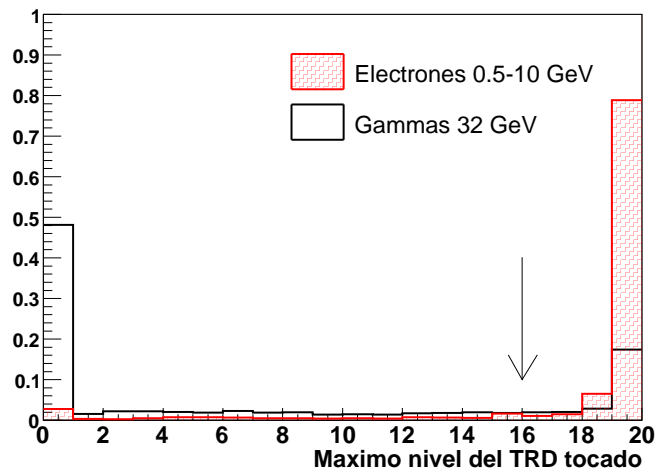


Figura 3.3: Corte en el máximo nivel del TRD con señal tras los cortes de preselección.

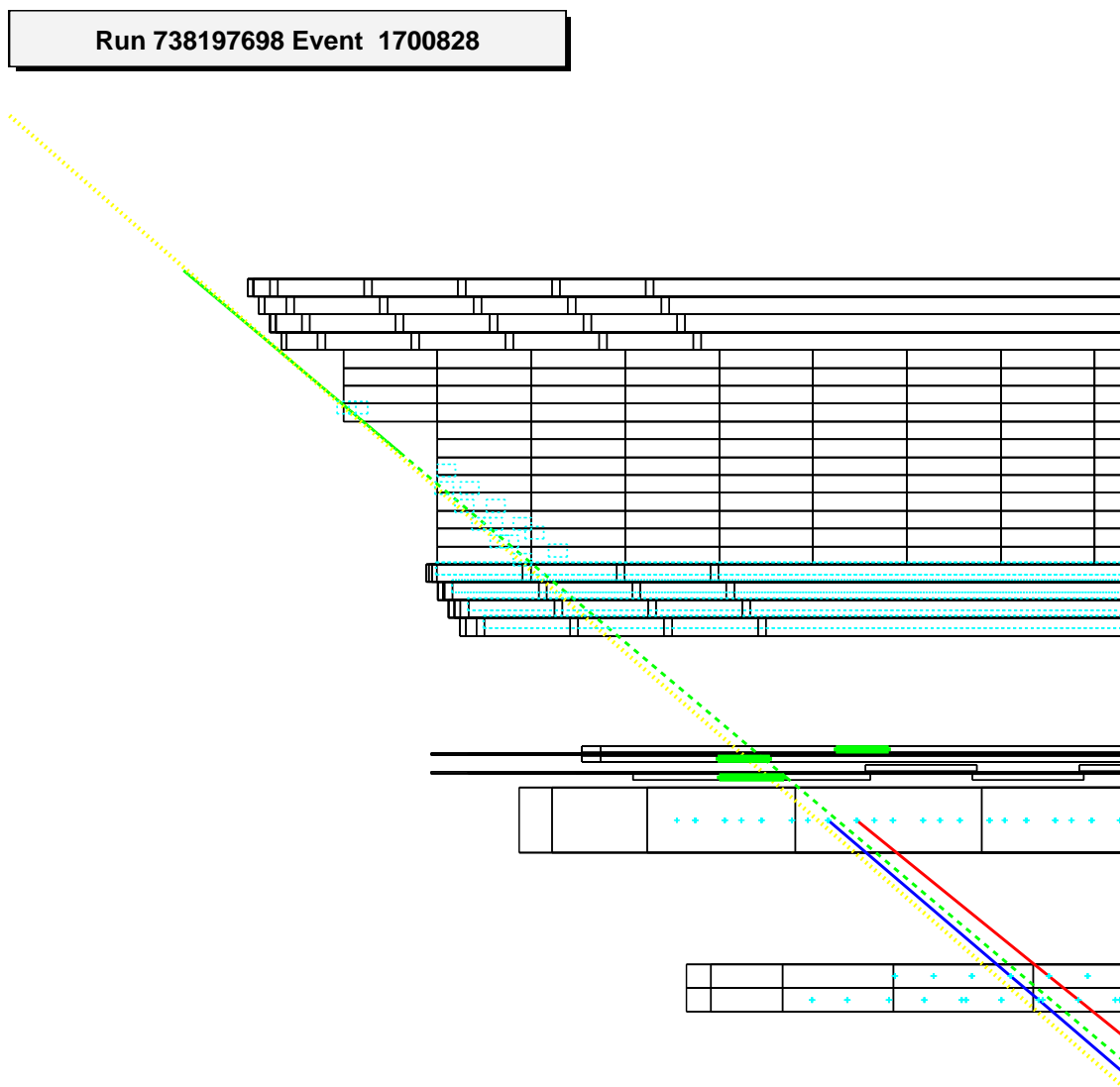


Figura 3.4: Visualización de un suceso simulado en la zona lateral del TRD. Este tipo de suceso evitaría el veto.

El número de fotones detectados por unidad de energía se puede expresar, de modo general, como:

$$\frac{dN^\gamma(E)}{dE} = \int \phi(E, S, \Omega, t) \varepsilon(E, S, \Omega, t) d\Omega \vec{u} \cdot d\vec{S} dt \quad (3.1)$$

donde $\phi(E, S, \Omega, t)$ es el flujo de rayos gamma por unidad de energía, ángulo sólido, superficie y tiempo; $d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$ es el ángulo sólido diferencial; $\vec{u} \cdot d\vec{S}$ es el producto escalar del área diferencial y el vector unitario en la dirección del gamma; $\varepsilon(E, S, \Omega, t)$ es la eficiencia del detector a una determinada energía, posición y ángulo sólido en un determinado instante. Para este estudio, se asumirá que las eficiencias y flujos son independientes del tiempo.

Si el flujo es isótropo y homogéneo, depende solamente de la energía, así que:

$$\frac{dN^\gamma(E)}{dE} = T_{obs} \cdot \phi(E) \int \varepsilon(E, S, \Omega) d\Omega \vec{u} \cdot d\vec{S} \quad (3.2)$$

donde la integral sobre todo el campo de visión y superficie de flujo se define como la aceptación del detector a rayos gamma con la energía E, medido en m²sr. T_{obs} es el tiempo total de exposición.

$$Acc(E) \equiv \int \varepsilon(E, S, \Omega) d\Omega \vec{u} \cdot d\vec{S} \quad (3.3)$$

Esta magnitud marca el límite de la física alcanzable por cualquier experimento de rayos gamma, junto con el tiempo de exposición.

La estimación de la aceptación y su intervalo de confianza para gammas se realiza considerando un valor medio de la eficiencia a cada energía, para todo los ángulos de generación Montecarlo, de manera que:

$$\begin{aligned} Acc(E) &= \bar{\varepsilon}(E) \int d\Omega \vec{u} \cdot d\vec{S} = \bar{\varepsilon}(E) \int_0^{\pi/2} \sin\theta \cos\theta d\theta \int_0^{2\pi} d\phi \int_A dx dy \\ Acc(E) &= \bar{\varepsilon}(E) \cdot Acc_0 \end{aligned} \quad (3.4)$$

El error proporcionado es el estadístico binomial:

$$\Delta Acc(E) = Acc_0 \sqrt{\frac{\bar{\varepsilon}(1 - \bar{\varepsilon})}{N(E)}} \quad (3.5)$$

donde $N(E)$ es la estadística Montecarlo generada con la energía E.

Tabla 3.2: Aceptancias y eficiencias máximas para gammas a 32 GeV. La generación se ha realizado dentro de la aceptación geométrica del STD.

	Generados	Conversión	Nivel 1	Vértice	Preselección
$N_{sucesos}$	50975	13438	2447	275	213
Acc(m ² sr)	24.37	6.6 ± 0.2	1.17 ± 0.02	0.131 ± 0.008	0.097 ± 0.007

Aceptancia máxima

En primer lugar, se ha hecho un estudio sobre aceptancias máximas, desde la conversión hasta la preselección, de manera que se tenga bajo control la estadística esperada. La tabla 3.2 resume las aceptancias y eficiencias para distintos pasos. La preselección es la que define la muestra básica de rayos gamma a analizar.

De acuerdo con estos valores, la probabilidad de conversión para un rayo gamma que incida sobre AMS-02 dentro del campo de visión del STD es de aproximadamente $\sim 27\%$. Esto está de acuerdo con lo que resulta al estimar dicha probabilidad usando las longitudes de radiación atravesadas por una partícula usando el software de simulación (figura 3.5) y la probabilidad estimada de interacción de un rayo gamma [5, 6]:

$$P(x) = 1 - \exp\left(-\frac{7}{9}x/X_0\right) \quad (3.6)$$

donde x/X_0 es la longitud de radiación atravesada por el fotón.

La longitud de radiación media atravesada en la geometría simulada es de 0.39.

Aceptancia tras cortes.

En la figura 3.6 se muestra la aceptación tras los sucesivos niveles de selección. Los resultados para las eficiencias de los distintos cortes tras la preselección se muestran en la tabla 3.3.

La aceptación a baja energía está limitada por la pérdida de una o ambas trazas del par convertido, por razón de la alta curvatura de sus trayectorias. A energías muy altas, la aceptación cae cuando la resolución del STD es alcanzada y las trazas apenas pueden distinguirse. Un campo magnético intenso en este caso permite seguir observando trazas separadas hasta mayores energías. Sin embargo, los flujos astrofísicos previstos a la energía en que esto empieza a ocurrir son muy bajos. Por ejemplo, la tasa de fotones detectados por AMS-02 (ver capítulo 6) es muy baja a partir de 100 GeV.

La forma de la aceptación tras los cortes de selección puede ser parametrizada en el intervalo de 1 – 1000 GeV por una función del tipo:

$$Acc(m^2 \cdot sr) = K_1 \cdot e^{-K_2 E} + \frac{K_3}{E^2 + K_4} \quad (3.7)$$

donde E está dada en GeV y:

$$\begin{aligned} K_1 &= (4.04 \pm 0.06) \times 10^{-2} m^2 sr & K_2 &= (9.6 \pm 0.6) \times 10^{-5} GeV^{-1} \\ K_3 &= (-5.0 \pm 0.3) \times 10^{-1} GeV^2 m^2 sr & K_4 &= (11.6 \pm 0.8) GeV^2 \end{aligned} \quad (3.8)$$

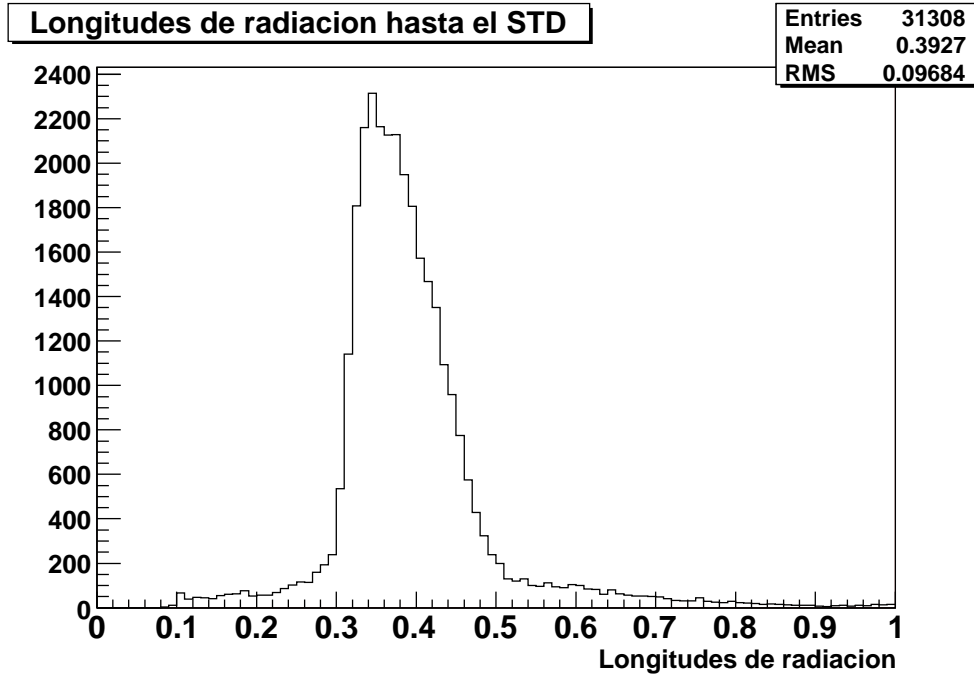


Figura 3.5: Longitudes de radiación hasta 45 grados de ángulo cenital, estimado mediante la simulación Montecarlo de partículas de prueba.

De forma aproximada, puede decirse que la aceptación del STD de AMS-02 es de $0.03 \text{ m}^2\text{sr}$ en el intervalo de 5 a 1000 GeV considerando todos los cortes, con un máximo de $0.04 \text{ m}^2\text{sr}$ de 10 a 100 GeV y una caída brusca a bajas energías.

Área efectiva.

Otra magnitud útil es la llamada *área efectiva* a una determinada energía y ángulo.

$$A_{eff}(E, \Omega) \equiv \int \varepsilon(E, S, \Omega) \vec{u} \cdot d\vec{S} \quad (3.9)$$

Este parámetro es necesario para la estimación de cuentas de fotones provenientes de fuentes puntuales de rayos gamma.

El área efectiva a varias energías se muestra en la figura 3.7. Se ha calculado para un intervalo de 2π en ángulo acimutal ϕ e intervalos de 0.03 en $\cos\theta$ (ángulo cenital o polar). A mayores inclinaciones la aceptación geométrica del STD es menor y de ahí la pérdida de eficiencia. La dependencia con ϕ es aproximadamente plana como se ve en la figura 3.8, evidenciando una simetría aproximadamente cilíndrica para la detección de fotones.

El valor máximo para el STD es de algo más de $\sim 500 \text{ cm}^2$ a energías por encima de los 10 GeV. Utilizando un conjunto de cortes más relajado (fuentes), este valor máximo se incrementa ligeramente hasta casi $\sim 600 \text{ cm}^2$ pero la verdadera ganancia se produce para incidencias más inclinadas, ganando un factor 5–10 (figura 3.7). Esto es debido a que uno de los cortes liberados es el que restringía el punto de incidencia en el TRD para asegurar la calidad del veto. La particular forma que adopta la dependencia del área efectiva con el ángulo de impacto a valores de $\cos\theta \sim 0.82$ es debida a que existe un pequeño incremento en las longitudes de radiación dado que se atraviesan los extremos y bordes del TRD y las estructuras externas (figura 3.9).

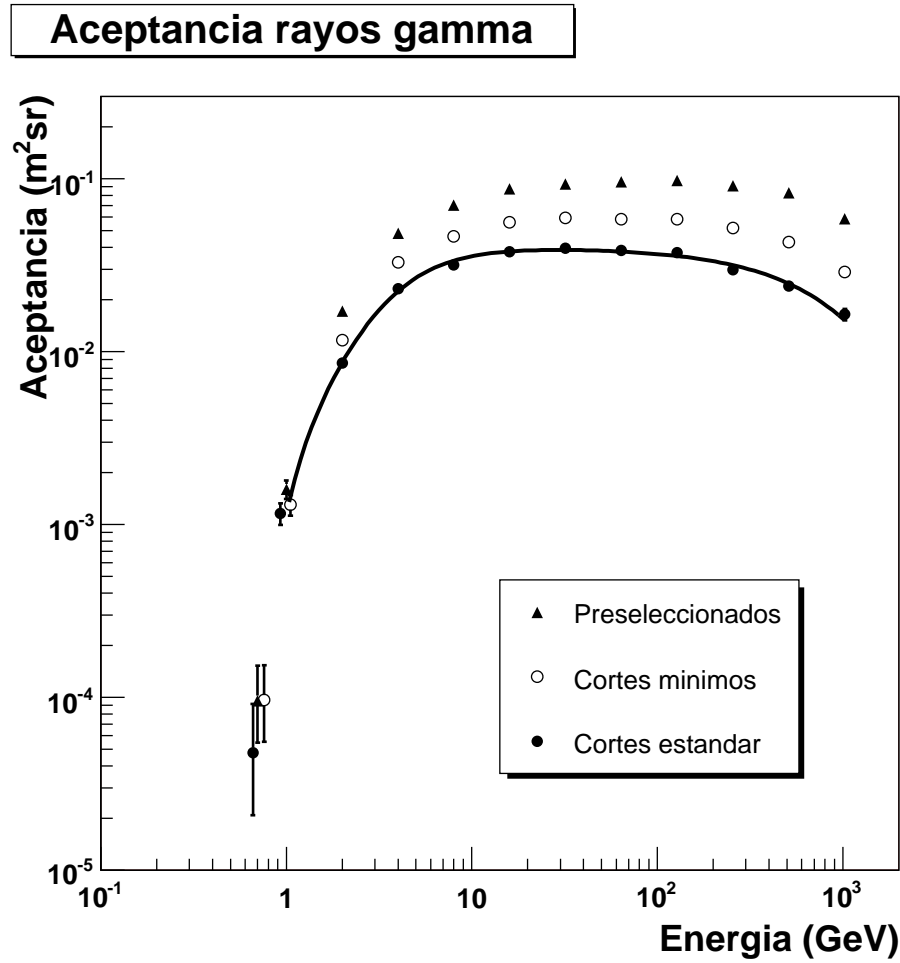


Figura 3.6: Aceptancia para rayos gamma. Se muestra la aceptancia de preselección y selección con cortes estándar y cortes para fuentes (“mínimos” en el gráfico).

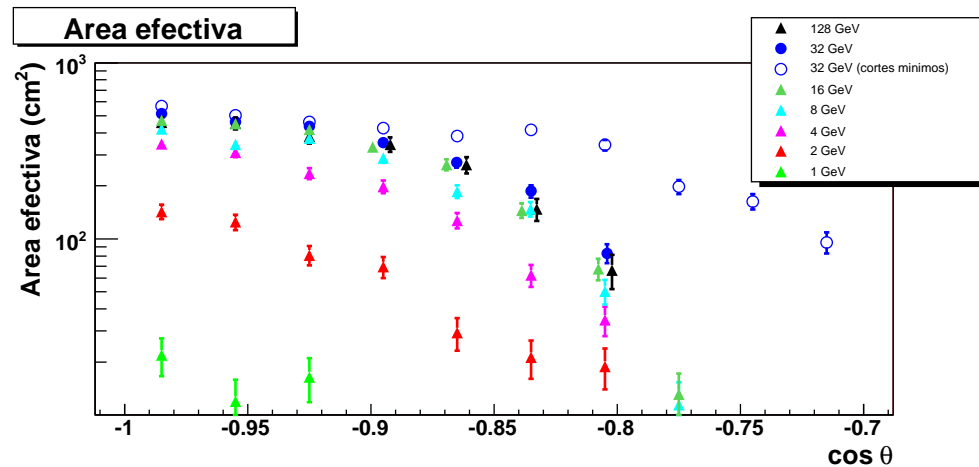


Figura 3.7: Área efectiva para rayos gamma, en función del ángulo cenital θ y para varias energías del rayo gamma incidente, usando los cortes estándar.

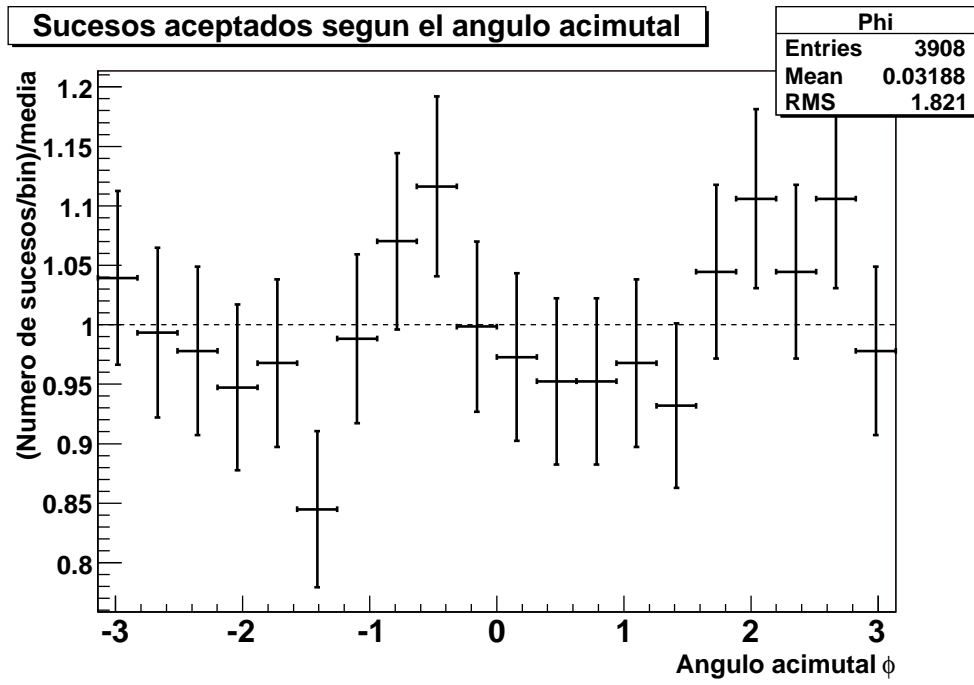


Figura 3.8: Distribución del cociente del número de entradas por bin y la media en función del ángulo acimutal de incidencia (muestra de preselección de $E = 32$ GeV). No se observa ninguna dependencia significativa.

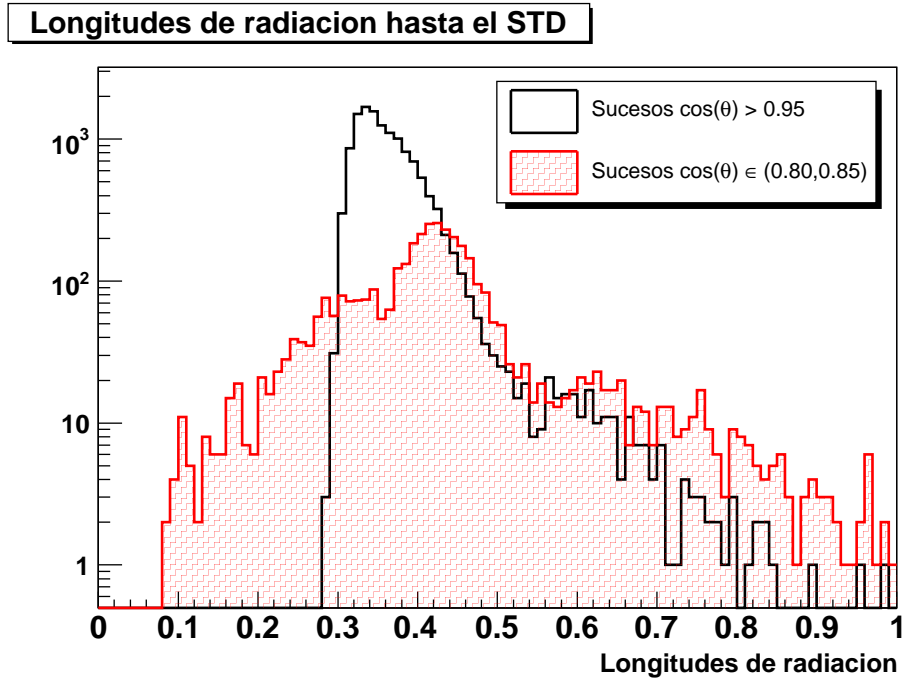


Figura 3.9: Longitudes de radiación para muestras escogidas en dirección.

Tabla 3.3: Eficiencia de los cortes de selección y aceptación (gammas), considerando como muestra total la preseleccionada.

Energía (GeV)	Ef. corte masa	Ef. veto TRD	Ef. corte actividad
0.7	0.50 ± 0.25	1.00 ± 0.25	1.00 ± 0.25
1.0	0.85 ± 0.04	0.87 ± 0.04	0.91 ± 0.04
2.0	0.80 ± 0.01	0.63 ± 0.01	0.90 ± 0.01
4.0	0.83 ± 0.01	0.58 ± 0.01	0.88 ± 0.01
8.0	0.84 ± 0.01	0.55 ± 0.01	0.89 ± 0.01
16.0	0.82 ± 0.01	0.53 ± 0.01	0.88 ± 0.01
32.0	0.81 ± 0.01	0.53 ± 0.01	0.87 ± 0.01
64.0	0.78 ± 0.01	0.53 ± 0.01	0.85 ± 0.01
128.0	0.72 ± 0.01	0.53 ± 0.01	0.84 ± 0.01
256.0	0.66 ± 0.01	0.51 ± 0.01	0.78 ± 0.01
512.0	0.62 ± 0.01	0.48 ± 0.01	0.78 ± 0.01
1024.0	0.63 ± 0.02	0.46 ± 0.02	0.73 ± 0.02

Energía (GeV)	Ef. total (fuentes)	Ef. total (estándar)	Aceptancia (m^2sr)
0.7	1.00 ± 0.25	0.50 ± 0.25	$4.8_{-2.7}^{+4.4} \times 10^{-5}$
1.0	0.82 ± 0.04	0.70 ± 0.04	$1.1 \pm 0.2 \times 10^{-3}$
2.0	0.68 ± 0.01	0.50 ± 0.01	$8.6 \pm 0.5 \times 10^{-3}$
4.0	0.68 ± 0.01	0.48 ± 0.01	$2.31 \pm 0.07 \times 10^{-2}$
8.0	0.66 ± 0.01	0.45 ± 0.01	$3.17 \pm 0.09 \times 10^{-2}$
16.0	0.64 ± 0.01	0.43 ± 0.01	$3.8 \pm 0.1 \times 10^{-2}$
32.0	0.64 ± 0.01	0.43 ± 0.01	$4.0 \pm 0.1 \times 10^{-2}$
64.0	0.61 ± 0.01	0.40 ± 0.01	$3.9 \pm 0.1 \times 10^{-2}$
128.0	0.60 ± 0.01	0.38 ± 0.01	$3.7 \pm 0.1 \times 10^{-2}$
256.0	0.57 ± 0.01	0.33 ± 0.01	$3.0 \pm 0.1 \times 10^{-2}$
512.0	0.52 ± 0.01	0.29 ± 0.01	$2.4 \pm 0.1 \times 10^{-2}$
1024.0	0.49 ± 0.02	0.28 ± 0.02	$1.6 \pm 0.1 \times 10^{-2}$

3.2.3. Rechazo de fondo de rayos cósmicos.

Espectro de rayos cósmicos y gammas: La medida de rayos gamma cósmicos requiere un buen factor de rechazo frente a otras especies mucho más abundantes, como se pone de manifiesto en la figura 3.10. El cociente del flujo de protones/gammas alcanza $\sim 10^5$ en el caso de la emisión extragaláctica a 10 GeV. Para la emisión interna de la Galaxia el cociente es $\sim 10^4$. La razón de los flujos se hace menor cuando se considera la direccionalidad de las fuentes, como ocurre con una fuente puntual (ver figura insertada).

Aceptancia del fondo: Las aceptancias para sucesos preseleccionados como gammas de las cuatro especies más abundantes (protones, helio, electrones y positrones) se muestran en la figura 3.11, junto con la aceptancia para los propios gammas, ya mostrada anteriormente.

En las tablas 3.4 a 3.7 se muestran las eficiencias de los cortes estándar mencionados en la sección 3.2.1 según la especie. Estas eficiencias se expresan igualmente en términos de aceptancia. Los resultados también se muestran en la figura 3.12 en función de la energía de la partícula generada.

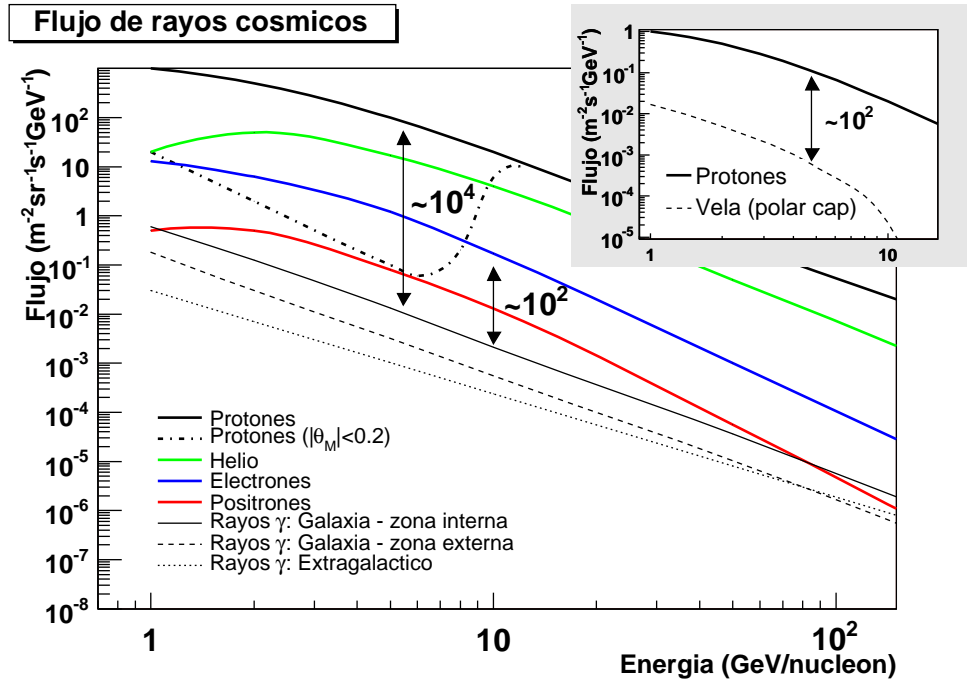


Figura 3.10: Espectro de rayos cósmicos local para las especies predominantes, en el intervalo 1-200 GeV. El espectro de protones y helio proviene del ajuste a los datos de AMS-01 [7]. También se muestra el espectro de protones modulado por el campo geomagnético en latitudes ecuatoriales, a modo ilustrativo. El espectro de electrones ha sido ajustado por Strong et al. [8] para varios conjuntos de medidas (AMS-01, HEAT94-95 entre otras). El espectro de positrones es un modelo [9] ajustado a los datos de HEAT94-95 [10]. Los espectros de emisión difusa de rayos gamma se muestran para la zona interna y externa del plano galáctico, de acuerdo a los modelos de Strong et al. [8] ajustados a los datos de EGRET [11]. El espectro difuso extragaláctico es el determinado a partir de los datos de EGRET en [12]. Finalmente, se muestra en la figura superior derecha la comparativa entre el flujo esperado de protones proveniente de una región pequeña (de 1 grado de radio) y el flujo de rayos gamma de una fuente intensa. Se superponen el cociente aproximado de flujos para la región de 5 a 10 GeV.

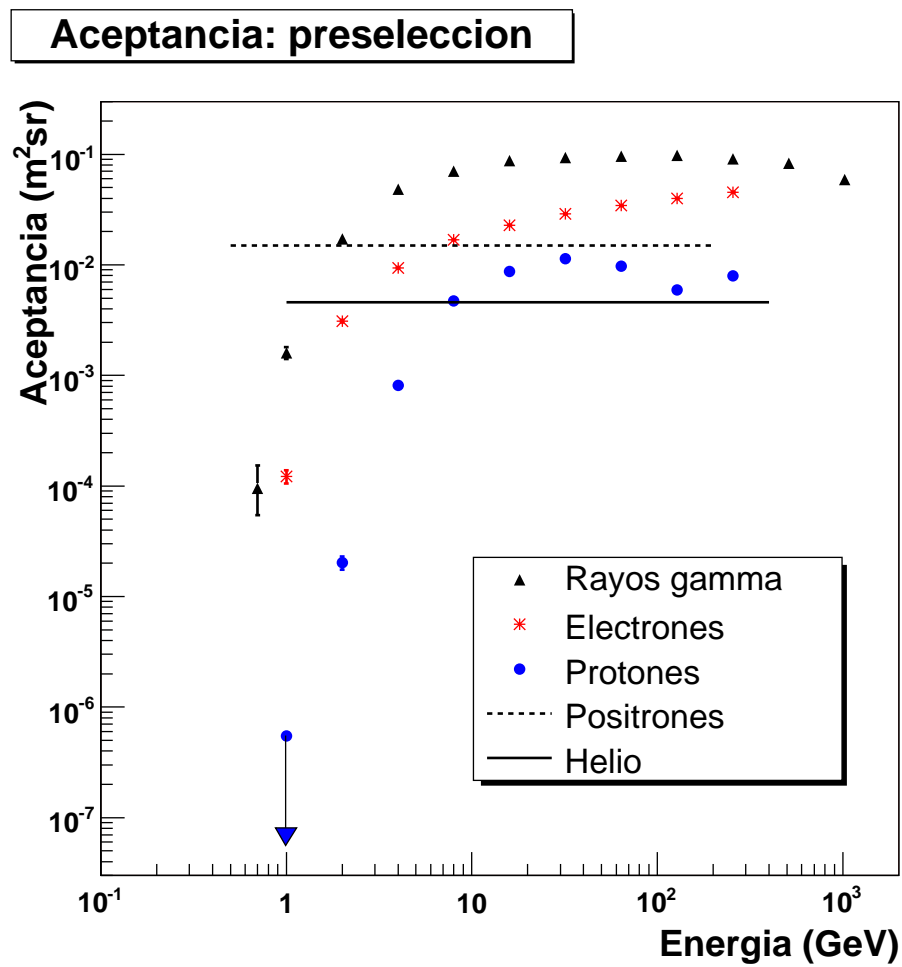


Figura 3.11: Aceptancia de preselección a las distintas especies simuladas.

Tabla 3.4: Eficiencia de los cortes de selección y aceptación (protones), considerando como muestra total la preseleccionada. Los errores indicados son al 68 % de nivel de confianza. Nótese que en la muestra de 1 GeV no se preseleccionó ningún suceso.

E(GeV)	Ef. corte masa	Ef. veto TRD	Ef. corte actividad
1.0	(no pres)	(no pres)	(no pres)
2.0	$(5.45^{+3.91}_{-2.63}) \times 10^{-2}$	$(1.82^{+2.49}_{-1.33}) \times 10^{-2}$	$(7.09 \pm 0.61) \times 10^{-1}$
4.0	$(7.37 \pm 0.64) \times 10^{-2}$	$(1.12 \pm 0.26) \times 10^{-2}$	$(4.37 \pm 0.12) \times 10^{-1}$
8.0	$(8.06 \pm 0.22) \times 10^{-2}$	$(4.77 \pm 0.55) \times 10^{-3}$	$(2.44 \pm 0.03) \times 10^{-1}$
16.0	$(6.58 \pm 0.18) \times 10^{-2}$	$(2.24 \pm 0.33) \times 10^{-3}$	$(1.50 \pm 0.03) \times 10^{-1}$
32.0	$(5.57 \pm 0.14) \times 10^{-2}$	$(1.62 \pm 0.24) \times 10^{-3}$	$(1.17 \pm 0.02) \times 10^{-1}$
64.0	$(5.15 \pm 0.14) \times 10^{-2}$	$(1.23 \pm 0.22) \times 10^{-3}$	$(1.33 \pm 0.02) \times 10^{-1}$
128.0	$(5.54 \pm 0.20) \times 10^{-2}$	$(1.39 \pm 0.32) \times 10^{-3}$	$(1.75 \pm 0.03) \times 10^{-1}$
256.0	$(4.47 \pm 0.15) \times 10^{-2}$	$(5.47 \pm 1.73) \times 10^{-4}$	$(2.20 \pm 0.03) \times 10^{-1}$
0.5 – 10	$(8.88 \pm 0.19) \times 10^{-2}$	$(6.53 \pm 0.53) \times 10^{-3}$	$(2.79 \pm 0.03) \times 10^{-1}$
10 – 200	$(6.77 \pm 0.06) \times 10^{-2}$	$(1.86 \pm 0.10) \times 10^{-3}$	$(1.63 \pm 0.01) \times 10^{-1}$

E(GeV)	Ef. total (fuentes)	Ef. total (estándar)	Aceptancia (m^2sr)
1.0	(no pres)	(no pres)	$< 5.49 \times 10^{-7}$
2.0	$< 2.09 \times 10^{-2}$	$< 2.09 \times 10^{-2}$	$< 4.23 \times 10^{-7}$
4.0	$(1.77 \pm 0.32) \times 10^{-2}$	$(1.77^{+1.26}_{-0.86}) \times 10^{-3}$	$(1.43^{+1.19}_{-0.74}) \times 10^{-6}$
8.0	$(9.60 \pm 0.78) \times 10^{-3}$	$(5.72^{+3.41}_{-1.70}) \times 10^{-4}$	$(2.69^{+1.02}_{-0.81}) \times 10^{-6}$
16.0	$(5.23 \pm 0.51) \times 10^{-3}$	$(9.97^{+9.30}_{-5.66}) \times 10^{-5}$	$(8.69^{+8.07}_{-0.54}) \times 10^{-7}$
32.0	$(3.84 \pm 0.37) \times 10^{-3}$	$(3.52^{+5.28}_{-2.58}) \times 10^{-5}$	$(3.98^{+5.97}_{-2.92}) \times 10^{-7}$
64.0	$(3.36 \pm 0.37) \times 10^{-3}$	$(1.23^{+0.88}_{-0.59}) \times 10^{-4}$	$(1.19^{+0.99}_{-0.62}) \times 10^{-6}$
128.0	$(4.26 \pm 0.56) \times 10^{-3}$	$< 8.44 \times 10^{-5}$	$< 5.00 \times 10^{-7}$
256.0	$(3.50 \pm 0.44) \times 10^{-3}$	$< 6.29 \times 10^{-5}$	$< 5.00 \times 10^{-7}$
0.5 – 10	$(1.19 \pm 0.07) \times 10^{-2}$	$(2.63^{+1.24}_{-0.94}) \times 10^{-4}$	$(2.87^{+1.35}_{-1.02}) \times 10^{-7}$
10 – 200	$(4.57 \pm 0.17) \times 10^{-3}$	$(1.08 \pm 0.25) \times 10^{-4}$	$(8.12 \pm 1.91) \times 10^{-7}$

Al tratarse de un número pequeño de sucesos en una muestra grande podremos hacer uso de la estadística de Poisson. Concretamente, para la estimación de los intervalos de confianza al 68 % que se dan en las tablas, se ha obtenido la función de distribución de probabilidad (*pdf*) del estimador de la aceptación usando el teorema de Bayes y la probabilidad poissoniana de obtener n_i sucesos en el bin i de energía, asumiendo una función hipótesis constante y no nula [13]. Así, se obtiene que la distribución del valor medio de sucesos esperados λ sigue la función:

$$f_i(\lambda|n_i) = e^{-\lambda} \lambda^{n_i} / n_i! \quad (3.10)$$

dado un número n_i de sucesos observados.

El intervalo mínimo $(\lambda_{i1}, \lambda_{i2})$ que hace que:

$$\int_{\lambda_{i1}}^{\lambda_{i2}} f_i(\lambda|n_i) d\lambda = 0.68 \quad (3.11)$$

Tabla 3.5: Eficiencia de los cortes de selección y aceptación (electrones), considerando como muestra total la preseleccionada.

E(GeV)	Ef. corte masa	Ef. veto TRD	Ef. corte actividad
1.0	$(7.84 \pm 0.58) \times 10^{-1}$	$< 2.25 \times 10^{-2}$	$(7.45 \pm 0.61) \times 10^{-1}$
2.0	$(7.71 \pm 0.12) \times 10^{-1}$	$(2.32^{+1.66}_{-1.12}) \times 10^{-3}$	$(6.23 \pm 0.14) \times 10^{-1}$
4.0	$(7.39 \pm 0.07) \times 10^{-1}$	$(5.09^{+4.73}_{-2.89}) \times 10^{-4}$	$(5.86 \pm 0.08) \times 10^{-1}$
8.0	$(7.17 \pm 0.05) \times 10^{-1}$	$(2.84^{+2.64}_{-1.61}) \times 10^{-4}$	$(5.88 \pm 0.06) \times 10^{-1}$
16.0	$(6.83 \pm 0.05) \times 10^{-1}$	$(5.26^{+2.77}_{-2.04}) \times 10^{-4}$	$(5.83 \pm 0.05) \times 10^{-1}$
32.0	$(6.23 \pm 0.04) \times 10^{-1}$	$(5.77^{+2.47}_{-1.94}) \times 10^{-4}$	$(5.84 \pm 0.05) \times 10^{-1}$
64.0	$(5.53 \pm 0.04) \times 10^{-1}$	$(1.39^{+1.29}_{-0.79}) \times 10^{-4}$	$(5.70 \pm 0.04) \times 10^{-1}$
128.0	$(4.72 \pm 0.05) \times 10^{-1}$	$< 1.38 \times 10^{-4}$	$(5.71 \pm 0.05) \times 10^{-1}$
256.0	$(4.31 \pm 0.05) \times 10^{-1}$	$(1.05^{+1.58}_{-0.77}) \times 10^{-4}$	$(5.46 \pm 0.05) \times 10^{-1}$
0.5 – 10	$(7.36 \pm 0.03) \times 10^{-1}$	$(3.13^{+1.25}_{-0.99}) \times 10^{-4}$	$(5.69 \pm 0.03) \times 10^{-1}$
10 – 200	$(5.83 \pm 1.99) \times 10^{-1}$	$(2.93^{+0.75}_{-0.64}) \times 10^{-5}$	$(5.75 \pm 0.02) \times 10^{-1}$

E(GeV)	Ef. total (fuentes)	Ef. total (estándar)	Aceptancia (m^2sr)
1.0	$< 2.25 \times 10^{-2}$	$< 2.25 \times 10^{-2}$	$< 2.75 \times 10^{-6}$
2.0	$(4.18 \pm 0.56) \times 10^{-2}$	$7.73^{+11.6}_{-5.66} \times 10^{-4}$	$(2.39^{+3.58}_{-1.75}) \times 10^{-6}$
4.0	$(6.66 \pm 0.40) \times 10^{-2}$	$(5.09^{+4.73}_{-2.89}) \times 10^{-4}$	$(4.78^{+4.44}_{-0.30}) \times 10^{-6}$
8.0	$(6.91 \pm 0.30) \times 10^{-2}$	$(1.42^{+2.13}_{-1.04}) \times 10^{-4}$	$(2.39^{+3.58}_{-1.75}) \times 10^{-6}$
16.0	$(7.29 \pm 0.27) \times 10^{-2}$	$< 1.21 \times 10^{-4}$	$< 2.75 \times 10^{-6}$
32.0	$(6.64 \pm 0.23) \times 10^{-2}$	$(1.65^{+1.53}_{-0.94}) \times 10^{-4}$	$(4.78^{+4.44}_{-0.30}) \times 10^{-6}$
64.0	$(6.51 \pm 0.21) \times 10^{-2}$	$< 8.02 \times 10^{-5}$	$< 2.75 \times 10^{-6}$
128.0	$(5.82 \pm 0.26) \times 10^{-2}$	$< 1.38 \times 10^{-4}$	$< 5.49 \times 10^{-6}$
256.0	$(5.36 \pm 0.23) \times 10^{-2}$	$(1.05^{+1.58}_{-0.77}) \times 10^{-4}$	$(4.78^{+7.16}_{-3.50}) \times 10^{-6}$
0.5 – 10	$(6.41 \pm 0.15) \times 10^{-2}$	$(3.92^{+5.87}_{-2.87}) \times 10^{-5}$	$(2.39^{+3.58}_{-1.75}) \times 10^{-7}$
10 – 200	$(6.28 \pm 0.10) \times 10^{-2}$	$(6.52^{+3.90}_{-2.79}) \times 10^{-5}$	$(1.91^{+1.14}_{-0.82}) \times 10^{-6}$

se toma como intervalo de confianza al 68 % en las tablas.

Tras los cortes de selección analizados en la sección 3.2.1, vemos que permanece una pequeña muestra tanto de protones como de electrones. Éstos sucesos son en general un fondo verdaderamente irreducible, puesto que están constituidos por fotones resultantes de alguna interacción de la partícula cargada original en la plancha de fibra de carbono de la parte superior del TRD. En el caso de los electrones, un fotón de bremsstrahlung es emitido y posteriormente convertido en un par electrón-positrón. Con los protones, la interacción hadrónica con esta superficie da lugar a piones neutros, que inmediatamente se desintegran en dos gammas. Un ejemplo de este tipo de sucesos se muestra en la figura 3.13, indistinguible de un verdadero fotón cósmico.

Factor de rechazo: Se define el *factor de rechazo* como el cociente de la aceptación de la señal y la aceptación del fondo:

$$R(E) \equiv \frac{Acc^{\gamma}(E)}{Acc^{fondo}(E)} \quad (3.12)$$

Para calcular un factor de rechazo más ajustado a la realidad, es necesario tener en cuenta:

Tabla 3.6: Eficiencia de los cortes de selección y aceptación (helio), considerando como muestra total la preseleccionada.

E(GeV)	Ef. corte masa	Ef. veto TRD	Ef. corte actividad
1 – 20	$(6.87 \pm 0.18) \times 10^{-2}$	$(4.34 \pm 0.45) \times 10^{-3}$	$(1.51 \pm 0.24) \times 10^{-1}$
20 – 400	$(5.13 \pm 0.06) \times 10^{-2}$	$(1.40 \pm 0.11) \times 10^{-3}$	$(1.18 \pm 0.01) \times 10^{-1}$

E(GeV)	Ef. total (fuentes)	Ef. total (estándar)	Aceptancia (m^2sr)
0.5 – 10	$(5.27 \pm 0.49) \times 10^{-3}$	$< 5.36 \times 10^{-5}$	$< 5.49 \times 10^{-8}$
10 – 200	$(2.24 \pm 0.14) \times 10^{-3}$	$< 0.94 \times 10^{-5}$	$< 1.1 \times 10^{-7}$

Tabla 3.7: Eficiencia de los cortes de selección y aceptación (positrones), considerando como muestra total la preseleccionada.

E(GeV)	Ef. corte masa	Ef. veto TRD	Ef. corte actividad
0.5 – 10	$(7.37 \pm 0.08) \times 10^{-1}$	$< 4.28 \times 10^{-4}$	$(6.04 \pm 0.09) \times 10^{-1}$
10 – 200	$(5.46 \pm 0.06) \times 10^{-1}$	$(2.96^{+2.75}_{-1.68}) \times 10^{-4}$	$(5.74 \pm 0.06) \times 10^{-1}$

E(GeV)	Ef. total (fuentes)	Ef. total (estándar)	Aceptancia (m^2sr)
0.5 – 10	$(6.86 \pm 0.49) \times 10^{-2}$	$< 4.28 \times 10^{-4}$	$< 2.75 \times 10^{-6}$
10 – 200	$(6.73 \pm 0.30) \times 10^{-2}$	$(1.48^{+2.22}_{-1.08}) \times 10^{-4}$	$(4.78^{+7.16}_{-3.50}) \times 10^{-6}$

- La “migración” en energía que tiene lugar al reconstruir el gamma creado por el rayo cósmico cargado. La energía reconstruida es **inferior** a la energía original de la partícula cargada y por tanto constituirá un fondo para gammas a energías inferiores.
- Un factor de corrección debido al flujo físico relativo de la energía original de la partícula cargada frente a la energía reconstruida de este fondo. Dicho factor es la unidad si el flujo en ambos bins de energía es el mismo. Sin embargo, la realidad es que el espectro de rayos cósmicos tiene un espectro potencial con índice negativo, con lo que el factor es siempre menor que uno. Los espectros empleados se han obtenido de [7]. Este término se ha empleado en otras ocasiones para calcular el factor de rechazo de otros detectores [2].
- Un factor de corrección en función de la energía que considere el tiempo que permanece el detector en cada latitud geomagnética. Para ello se han utilizado tiempos reales de exposición a cada latitud de los datos de AMS-01, muy similares a la situación que experimentará el detector final en la Estación Espacial Internacional. Este factor vale la unidad si a la energía en cuestión no existe corte geomagnético.

El objetivo de estas correcciones es tener una idea acerca del factor de rechazo efectivo para un análisis realizado con estos cortes.

Para hallar el factor de rechazo efectivo, se determinó la nueva pdf para λ asumiendo n_i sucesos observados en el bin i de energía (análoga a la ecuación 3.10):

$$q_i(\lambda) = \frac{1}{A} \sum_j G(0, \delta K_{ij}) \otimes f_{ij}(\lambda | K_{ij} n_j) \quad (3.13)$$

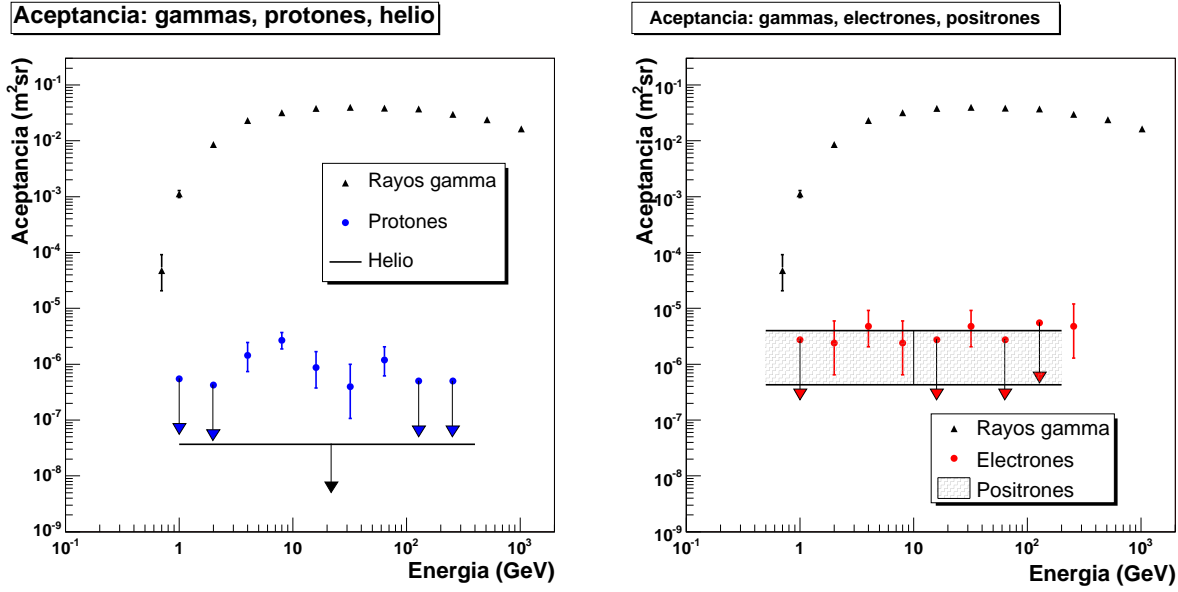


Figura 3.12: Aceptancia tras cortes estándar para gammas, protones y helio (izquierda); electrones y positrones (derecha).

Los componentes de esta función se enumeran a continuación (para cada bin de energía i):

- Una suma de pdfs f_{ij} (ecuación 3.10) con un número de sucesos observados n_j en el bin de energía j corregidos por un factor global K_{ij} que tiene en cuenta los puntos mencionados arriba. En este caso la estadística n_j en bins $i \neq j$ afectan el resultado en el bin i .
- Una convolución con una Gaussiana (de media 0 y desviación estándar δK_{ij}) para considerar los errores estadísticos de los parámetros K_{ij} .
- Un factor de normalización A tal que $\int_0^\infty q_i(\lambda) = 1$.

Con la pdf determinada para cada bin de energía, se obtuvo el valor medio de la misma con un intervalo de confianza de $\pm 34\%$ de la estadística a cada lado. Los resultados se muestran en la figura 3.14.

3.2.4. Resolución angular

La dirección obtenida en la reconstrucción del vértice se compara con la generada por la simulación Montecarlo para estimar la *resolución angular*. Ésta puede determinarse a partir de la función de dispersión angular $p(\psi, E, \vec{x})$ que representa la probabilidad de reconstrucción de una dirección a ψ grados de la original del gamma [14] en función de su energía E y la dirección de incidencia \vec{x} .

Si fijamos la energía e integramos a todas las direcciones de incidencia, se obtienen funciones $p(\psi)$ que se ajustan bien a un modelo del tipo:

$$p(\psi) = \sum_{i=1}^4 A_i \psi \exp(-B_i \psi^2) \quad (3.14)$$

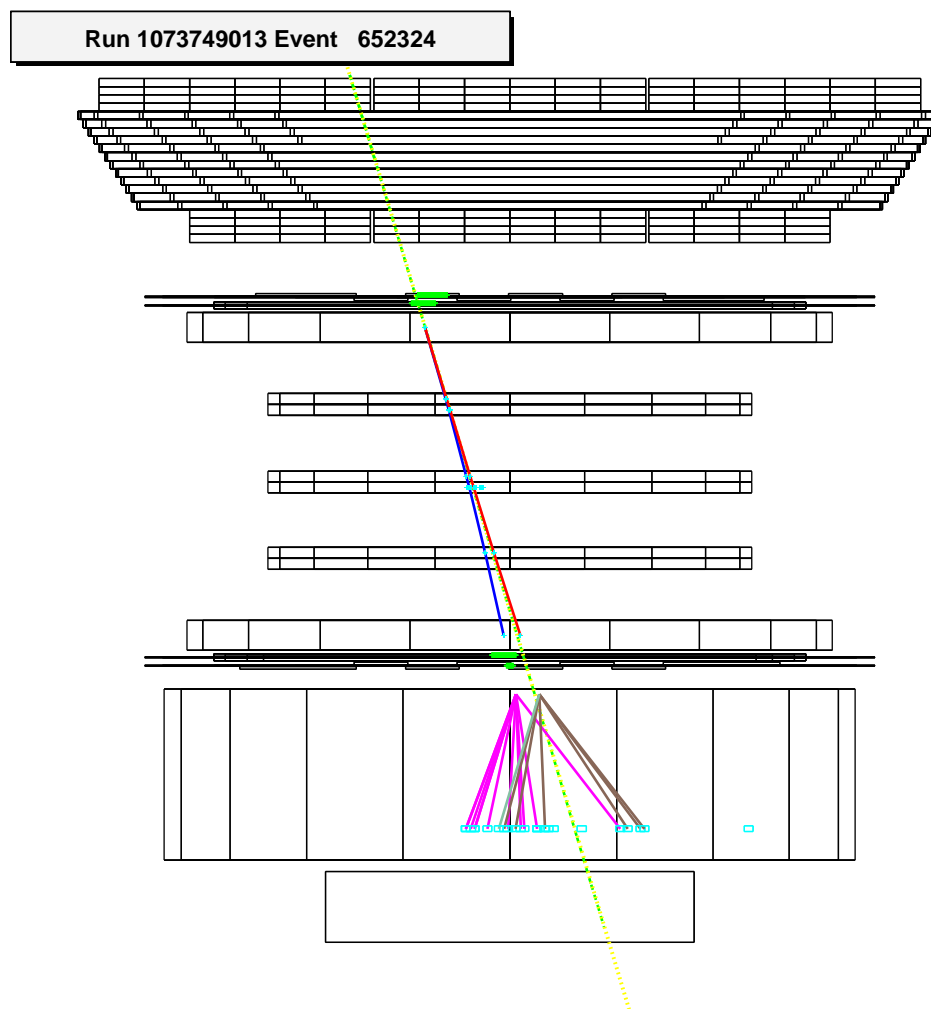


Figura 3.13: Visualización de un protón simulado y confundido con un rayo gamma de inferior energía, al sufrir una interacción hadrónica en la parte superior del TRD.

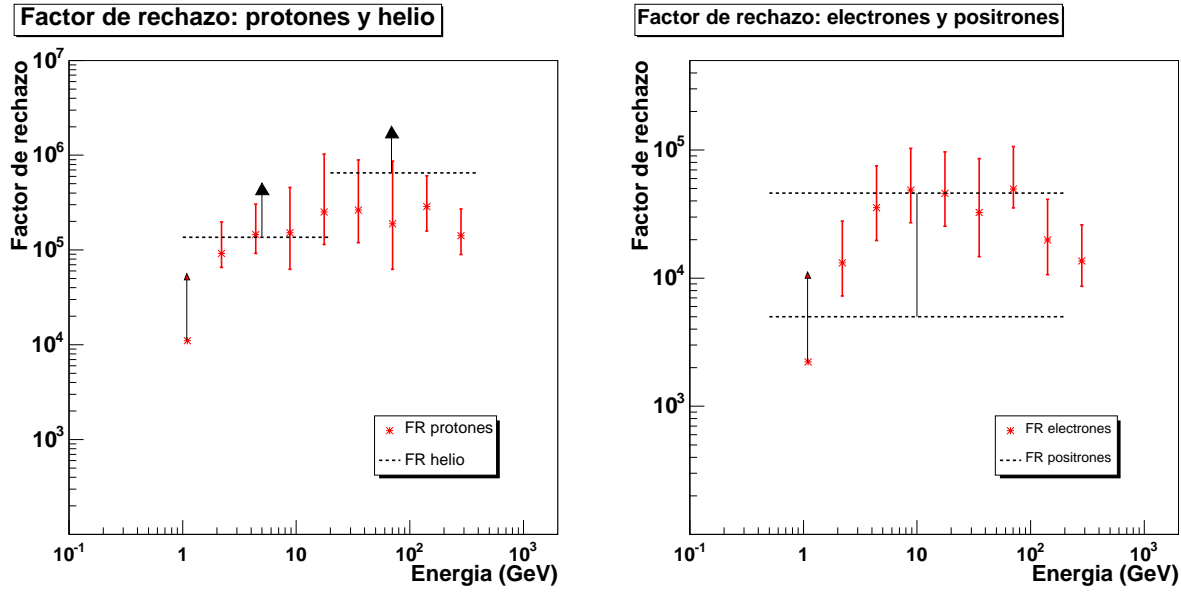


Figura 3.14: Factor de rechazo por varios métodos: protones y helio (izquierda); electrones y positrones (derecha).

La figura 3.15 es un ejemplo de esta función de dispersión angular para fotones a 32 GeV integrando a todas las direcciones contenidas en el campo de visión del STD. En ella se representa un estimador de la resolución angular como el ángulo de contención del 68 % de los sucesos (σ_{68}) dada una determinada dirección de generación, además de el ángulo de contención del 95 % de los sucesos (σ_{95}) para estimar la extensión de las colas.

Para determinar la llamada *función de dispersión puntual* (*Point Spread Function*, $\text{PSF} \equiv P(\psi, E, \vec{x})$) se halla la distribución de probabilidad por estereoradián a partir de la función 3.14:

$$P(\psi, E, \vec{x}) = \frac{p(\psi, E, \vec{x})}{2\pi \sin(\psi)} \quad (3.15)$$

En la figura 3.16 se muestra la función $P(\psi)$ para 32 GeV e integrada a todas las direcciones de incidencia. La anchura de esta función está determinada por una serie de factores [15]. Éstos incluyen factores físicos: dispersión intrínseca a la producción de pares debida al retroceso del núcleo, dispersión Coulombiana del par, bremsstrahlung; y factores del detector: resolución espacial finita, ineficiencias geométricas, límites en el reconocimiento de patrones. En su conjunto, todos contribuyen a la desviación del comportamiento Gaussiano de la distribución.

Los valores obtenidos con la simulación aparecen en la figura 3.17 antes y después de los cortes de rechazo de fondo. De esta manera se está mostrando como depende la forma de $p(\psi, E, \vec{x})$ con la energía, integrada a todas las direcciones de incidencia \vec{x} .

Por otro lado, se puede también fijar la energía y estudiar la dependencia de $p(\psi, E, \vec{x})$ con el ángulo de llegada del gamma. La figura 3.18 muestra dicha dependencia para tres valores de $\cos(\theta)$.

La resolución mejora paulatinamente con la energía, a medida que las contribuciones de dispersión del núcleo y dispersión Coulombiana disminuyen, hasta alcanzar el valor mínimo determinado por la configuración del detector (resolución de los sensores de micropistas, número y separación de los planos detectores).

La siguiente parametrización puede usarse para estimar σ_{68} a distintas energías:

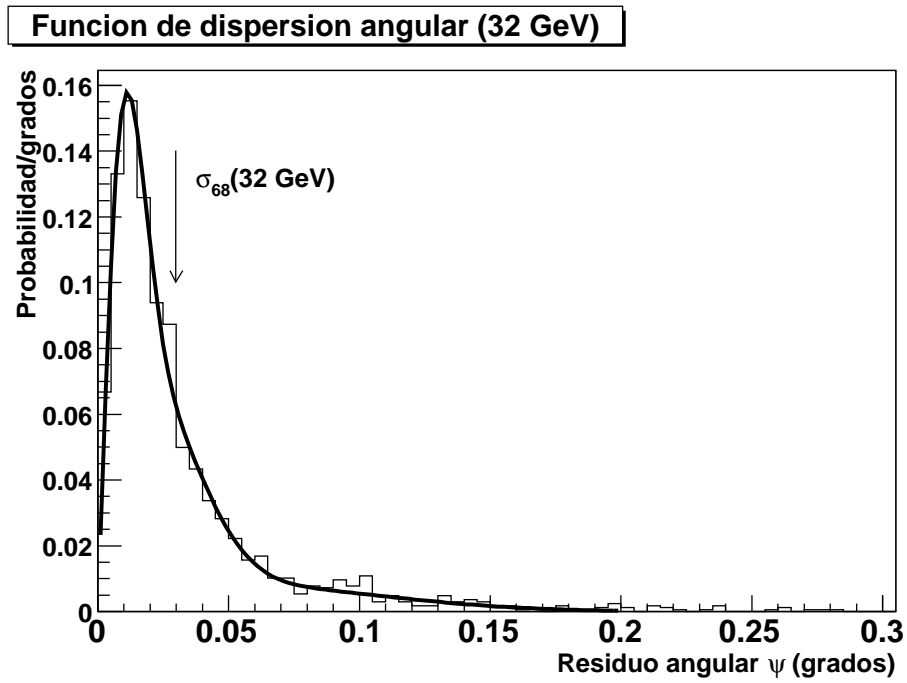


Figura 3.15: Función de dispersión angular. Se ha superpuesto el ajuste a la función 3.14 y el valor de σ_{68}

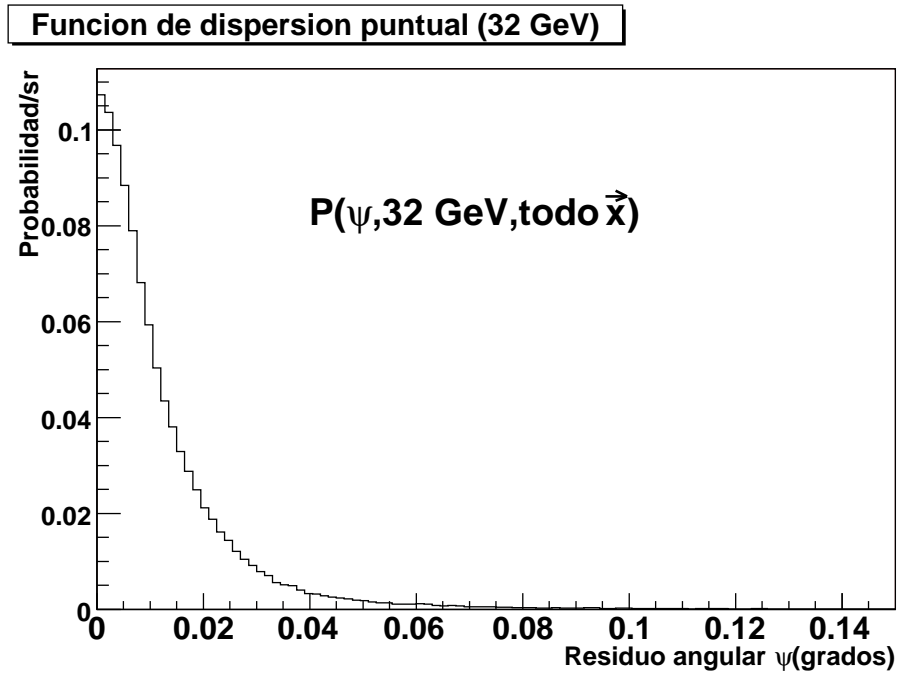


Figura 3.16: Forma típica del PSF en función del ángulo de diferencia entre la dirección original y la dirección reconstruida.

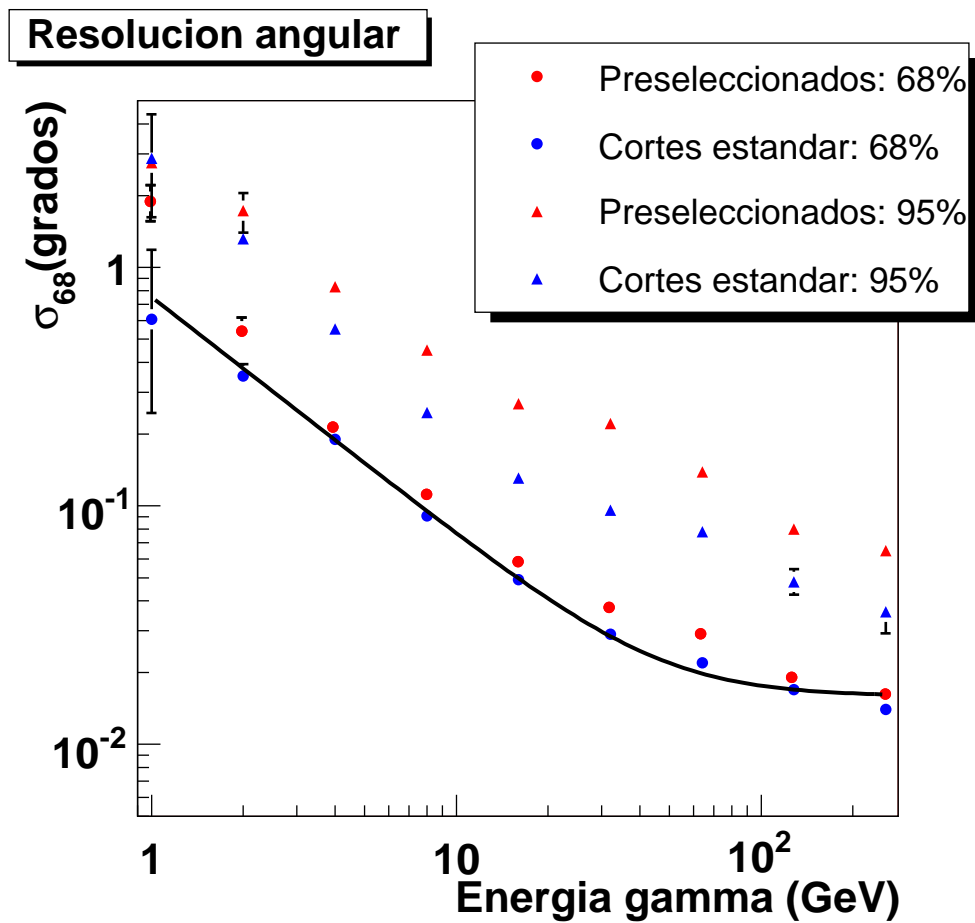


Figura 3.17: Resolución angular como ángulo de contención del 68 % – 95 % de los sucesos.

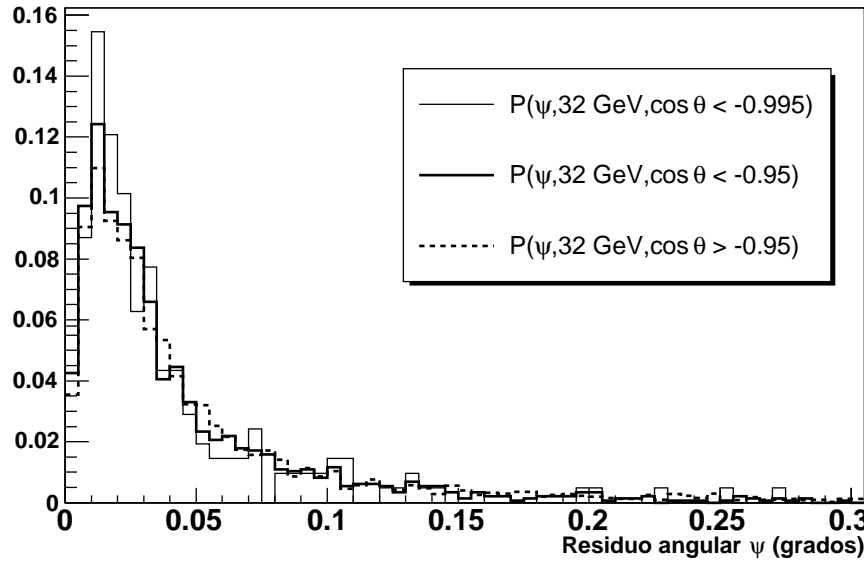


Figura 3.18: Forma típica de $p(\psi, E, \vec{x})$ en función del ángulo de diferencia entre la dirección original y la dirección reconstruida.

$$\sigma_{68}(^{\circ}) = (1.594 \pm 0.004) \times 10^{-2} \oplus \frac{0.75 \pm 0.02}{E(\text{GeV})} \quad (3.16)$$

Otros efectos sistemáticos pueden contribuir a una degradación en la determinación de la dirección de incidencia del rayo gamma y de la localización de las fuentes puntuales. Éstos incluyen el alineamiento mecánico interno del STD, entre el STD y el star-tracker, la calibración externa con fuentes puntuales bien conocidas [14], así como el error intrínseco del propio star-tracker (diseñado para ser pequeño comparado con las demás contribuciones, del orden de los pocos segundos de arco).

Es importante destacar que la anchura del PSF no determina por sí sola el error en la localización de fuentes puntuales. La intensidad de la fuente mejorará el radio de error para cada una (ver [16] para una discusión en detalle).

3.2.5. Resolución energética

La distribución de la energía reconstruida de los rayos gamma se representa en la figura 3.19 como el cociente sobre la energía generada, para varias energías iniciales. Para cuantificar la calidad de la reconstrucción energética, se evalúa la anchura de la Gaussiana principal en un ajuste a dos Gaussianas de la distribución anterior. En la figura 3.20 se muestran estos valores para distintas energías.

El deterioro de la resolución energética a altas energías, responde al comportamiento típico de los detectores de trazas:

$$\frac{\Delta p_{rec}}{p} = K_1 p \oplus K_2 \oplus \frac{K_3}{p} \quad (3.17)$$

Al altas energías domina la dependencia lineal, relacionada con la resolución espacial del detector.

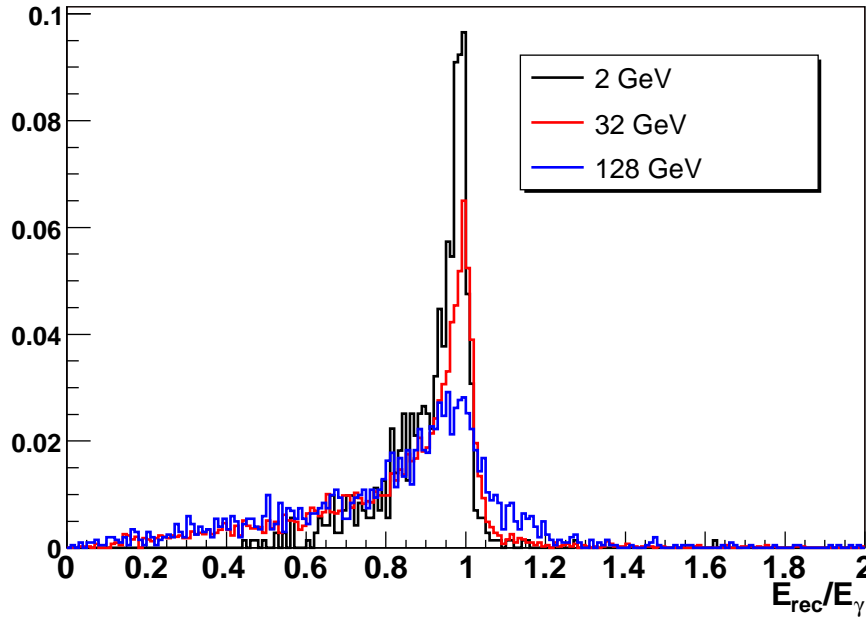


Figura 3.19: Distribución de energía reconstruida sobre energía generada para tres energías del rayo gamma.

El ajuste de esta función a la simulación arroja como resultado:

$$\frac{\Delta p_{rec}}{p} = (4.1 \pm 0.2) \times 10^{-4} \left(\frac{p}{1 \text{ GeV}/c} \right) \oplus (2.01 \pm 0.05) \times 10^{-2} \quad (3.18)$$

siendo el K_3 compatible con cero.

En la figura 3.21 se representa una medida de la dispersión de la energía reconstruida. Con esta figura se da información acerca de la cantidad de bremsstrahlung presente a cada energía.

3.2.6. Resultados con un campo magnético de menor intensidad.

Como alternativa al diseño original de AMS-02, se ha planteado la utilización de un imán permanente en lugar del superconductor. Esta opción se mantiene como solución de seguridad mientras se termina la construcción del detector. El imán permanente que se utilizaría sería el mismo que el de AMS-01, más homogéneo y con una intensidad pico aproximadamente un factor 5 inferior a la del imán superconductor. Los resultados para la aceptación y resolución energética se muestran en la figura 3.22. Las trayectorias sufren una menor curvatura y esto supone un incremento notable de la eficiencia en torno a 1 GeV, bajando el umbral de detección hasta menos de 0.5 GeV. La resolución energética en cambio se ve degradada puesto que la misma es proporcional a la intensidad del campo.

3.3. Capacidades del ECAL

En este apartado, se resumen las capacidades de detección de fotones con el calorímetro electromagnético de AMS-02. Estos resultados han sido obtenidos a partir varios trabajos, entre los que pueden citarse [2, 3]. En concreto, se comentarán brevemente los resultados hallados en [3] por ser los más recientes.

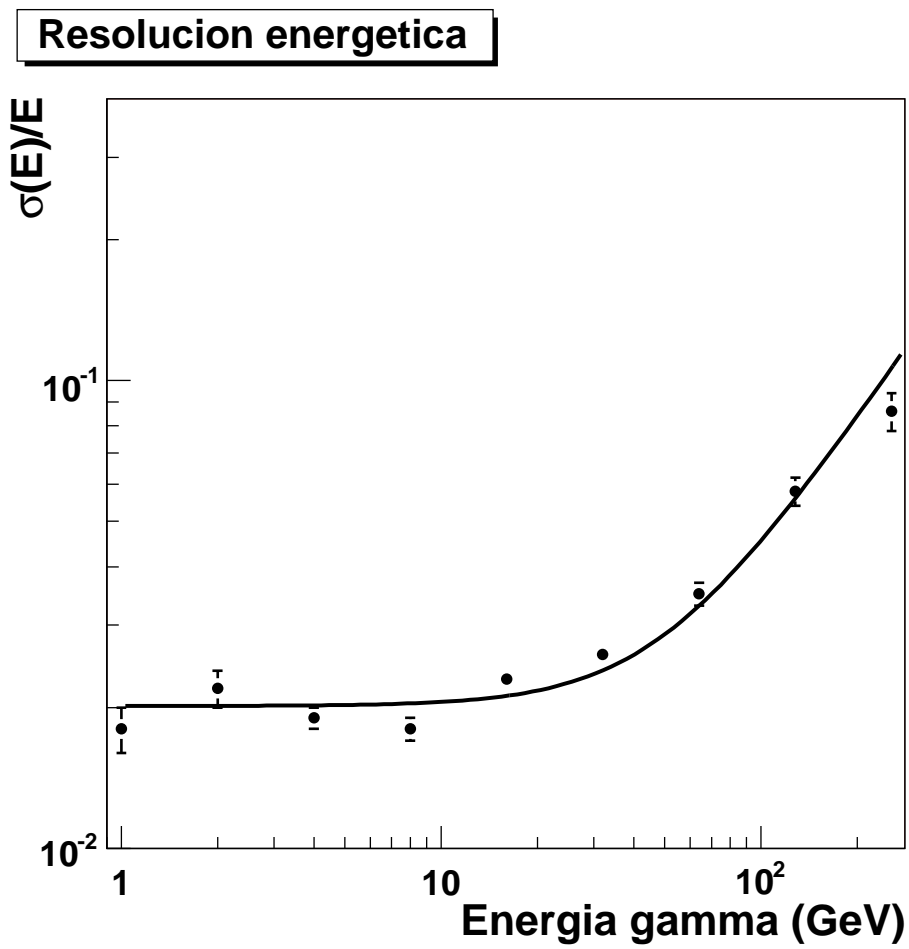


Figura 3.20: Resolución energética para rayos gamma, en AMS-02.

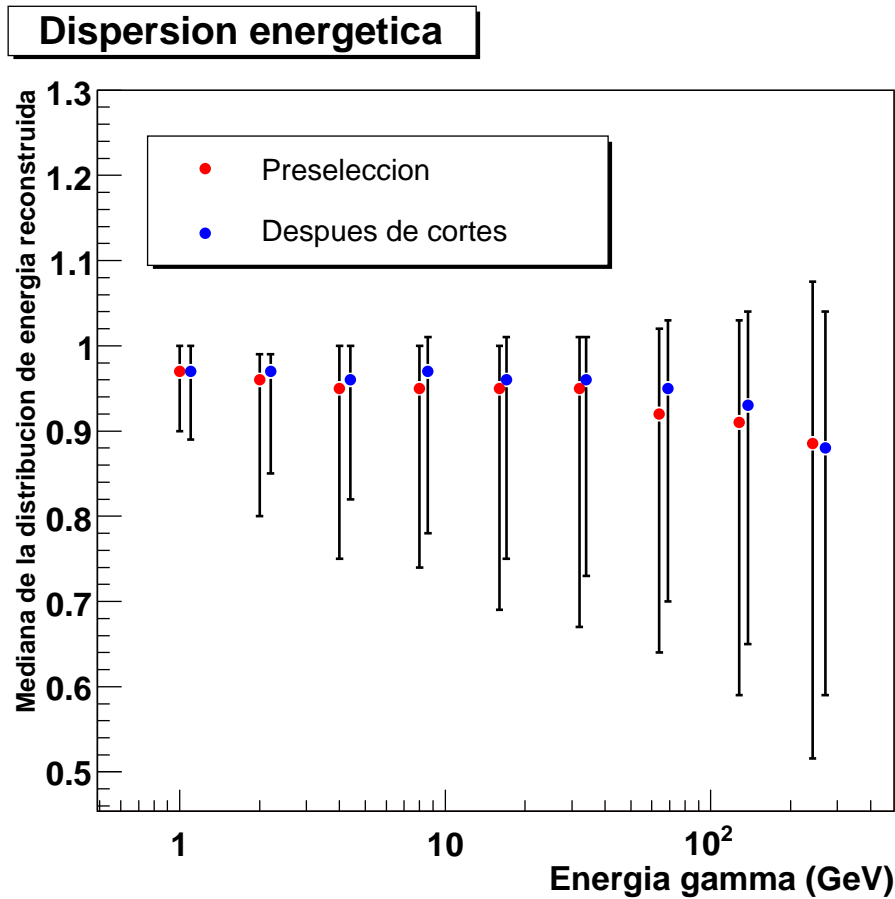


Figura 3.21: Mediana de las distribuciones de energía reconstruida del fotón para distintas muestras generadas. Las barras de error abarcan el 34 % de los sucesos a más alta y más baja energía.

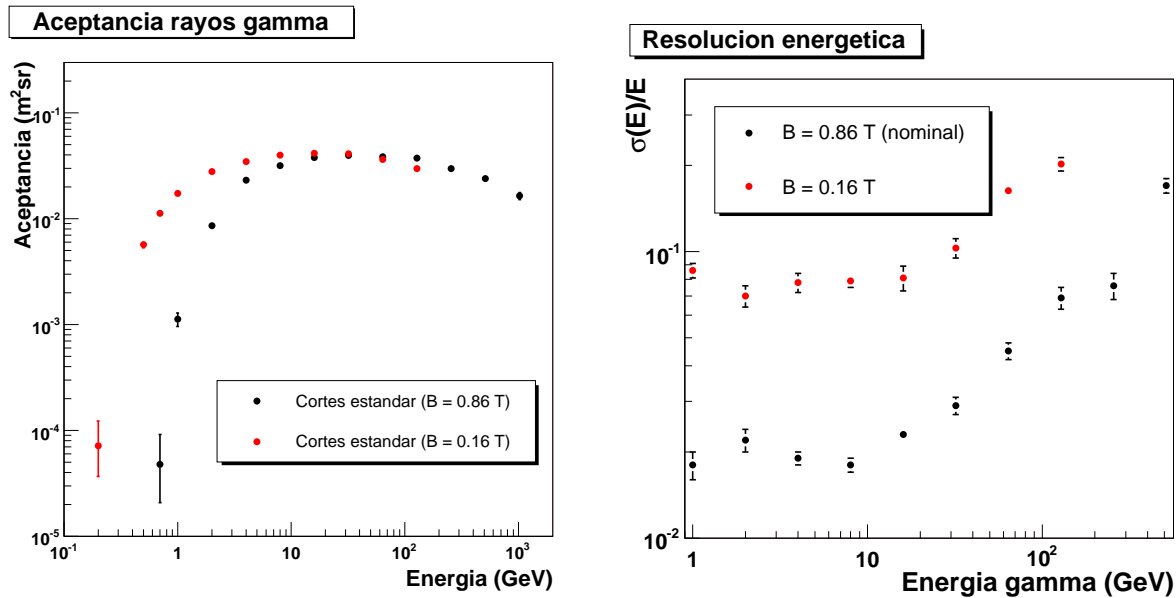


Figura 3.22: Aceptancia y resolución energética para rayos gamma con AMS-02, usando el imán permanente de AMS-01.

3.3.1. Selección de sucesos

Para el estudio de fotones en el ECAL de AMS-02 se han definido una serie de conjuntos de cortes, que se resumen en lo siguiente:

- **Preselección:** Se pide una cascada reconstruida en el ECAL sin pérdidas laterales significativas.
- **Selección de cascadas electromagnéticas:** Se pide que la extensión lateral de la cascada esté bien contenida en el radio de Molière (de unos 2 cm en el ECAL). También se exige que la cascada tenga un desarrollo longitudinal compatible con la función bien conocida y probada mostrada en el capítulo 2, mediante una prueba de χ^2 y otras pruebas sobre el máximo de la cascada y la energía depositada.
- **Selección direccional:** Requisitos geométricos en los que se pide que la extrapolación de la dirección al TOF superior esté dentro de la aceptación de éste, y que el centro de gravedad de la cascada esté dentro del ECAL, además de cierta calidad en la reconstrucción de la dirección.
- **Selección de partículas neutras:** Para identificar el suceso como un gamma, frente al fondo de electrones y positrones, se pide asimismo la ausencia de señal en el resto de los detectores.

En el resumen de resultados que sigue, se han incluido todos estos cortes para optimizar el rechazo de protones y electrones.

3.3.2. Aceptancia y área efectiva

La aceptación y área efectiva en el calorímetro se muestran en la figura 3.23. Destacan dos características en cuanto a su comparación con el rendimiento del STD. En primer lugar, el rango de detección se halla desplazado a energías superiores, y sólo se alcanza la “meseta” de la aceptación a más de 100 GeV. Las cascadas dejan una señal más importante a mayor energía. En segundo lugar, aunque el área efectiva es notablemente mayor para el ECAL, la aceptación es del mismo orden debido al campo de visión más limitado del calorímetro ($\sim 20^\circ$ en lugar de $\sim 45^\circ$). La razón para el mayor área efectiva a incidencia normal es bien sencilla: las 16 longitudes de radiación de la estructura del calorímetro garantizan la detección de casi todos los fotones no convertidos en los niveles anteriores, frente al $\sim 20\%$ de probabilidad de conversión antes del STD.

En el caso del ECAL, la pérdida de eficiencia hacia energías bajas tiene su origen en el trigger de rayos gamma (capítulo 2) que va perdiendo eficacia a medida que la cascada es más débil.

3.3.3. Rechazo de fondo de rayos cósmicos.

Las contribuciones principales del fondo provienen de protones y electrones para los que se ha encontrado un factor de rechazo de 2.5×10^6 y 2.4×10^4 respectivamente. Estos resultados incluyen las correcciones por migración de energía y forma espectral relativa de protones y gammas.

3.3.4. Resolución angular del ECAL

El ángulo de contención del 68 % de los sucesos se muestra en la figura 3.24.

Un ajuste a estos puntos conduce a la siguiente fórmula:

$$\sigma_{68,ECAL} = \frac{(7.15 \pm 0.11)^\circ}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus (0.41 \pm 0.05)^\circ \quad (3.19)$$

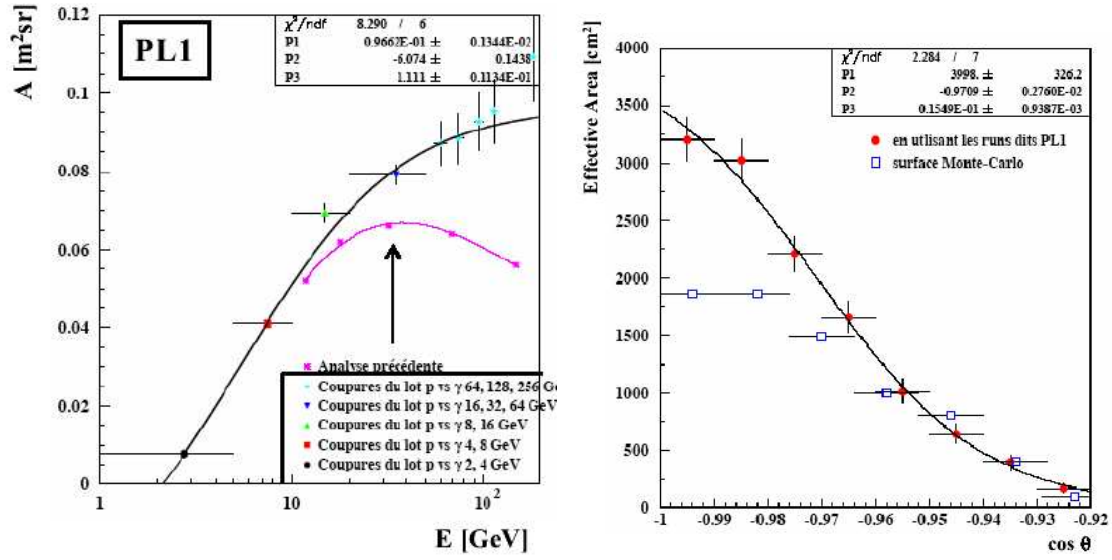


Figura 3.23: Aceptancia en función de la energía (izquierda) y área efectiva (derecha). Las curvas de trazo negro corresponden al análisis más reciente [3].

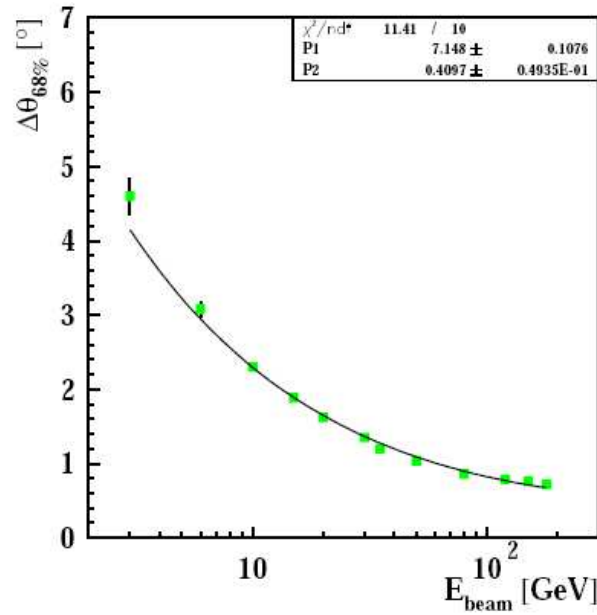


Figura 3.24: Resolución angular en función de la energía: ECAL [3].

La determinación de la dirección de incidencia es peor que en el caso del STD, en el que se dispone de trazas medidas con mucha precisión. La incertidumbre en la forma de la cascada impide una mayor precisión en este parámetro, sin añadir más niveles o cortes en la cascada. Cuanto mayor es la energía, sin embargo, mejora la profundidad e intensidad de la cascada electromagnética, mejorando la reconstrucción de la dirección considerablemente.

3.3.5. Resolución energética del ECAL

El error relativo en la determinación de la energía se muestra en la figura 3.25.

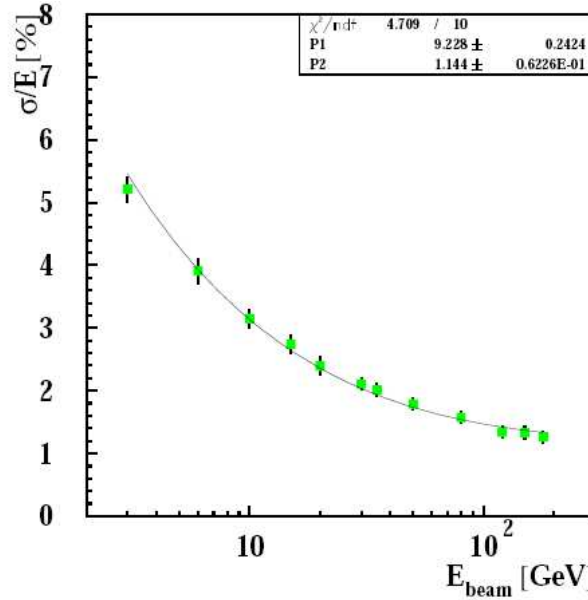


Figura 3.25: Resolución energética en función de la energía: ECAL [3].

Un ajuste a estos puntos conduce a la siguiente fórmula:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{9.23 \pm 0.24 \%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus 1.14 \pm 0.06 \quad (3.20)$$

En el caso de los calorímetros, la precisión en el conocimiento de la energía de la partícula aumenta con la misma, ya que se dispone de más información estadística de la cascada 3D.

3.4. Prestaciones frente a EGRET y GLAST

Con los parámetros obtenidos a partir en este estudio, podemos valorar el experimento AMS-02 en rayos gamma frente a los experimentos dedicados EGRET [17] y GLAST [18, 19], detallados en el capítulo 5. Estos resultados se resumen en la tabla 3.8 y gráficamente en las figuras 3.26 a 3.29. También se han incluido para el ECAL de AMS, los resultados correspondientes basados en otros trabajos similares [2, 3].

Es interesante destacar de estos resultados la calidad de la información de los fotones reconstruidos en el STD de AMS. En términos de resolución angular y energética, es del mismo orden

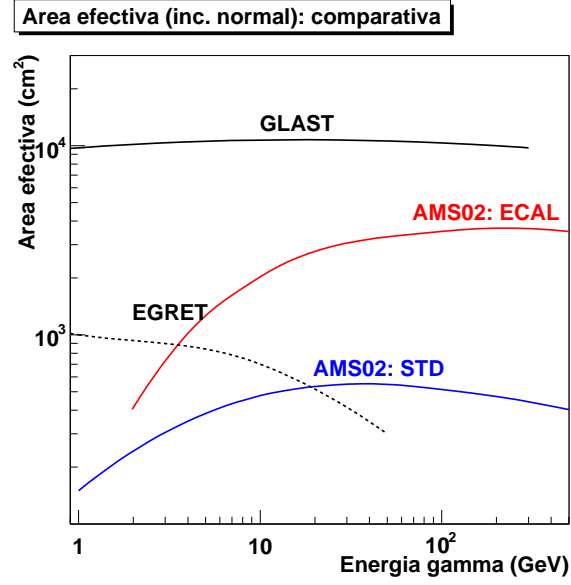


Figura 3.26: Comparativa de área efectiva en incidencia normal en función de la energía.

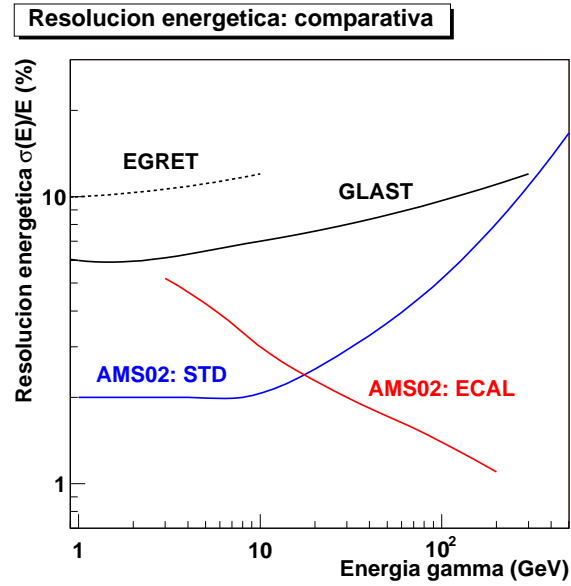


Figura 3.27: Comparativa de resolución energética en función de la energía. Los números para EGRET y GLAST se han tomado de [19].

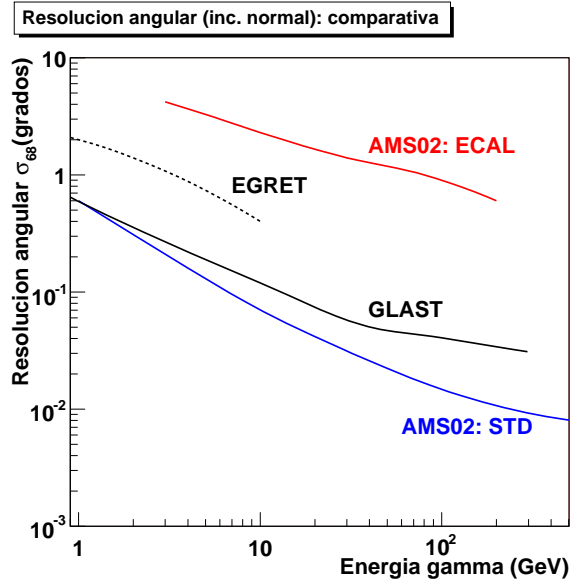


Figura 3.28: Comparativa de resolución angular en función de la energía. Los números para EGRET y GLAST se han tomado de [19].

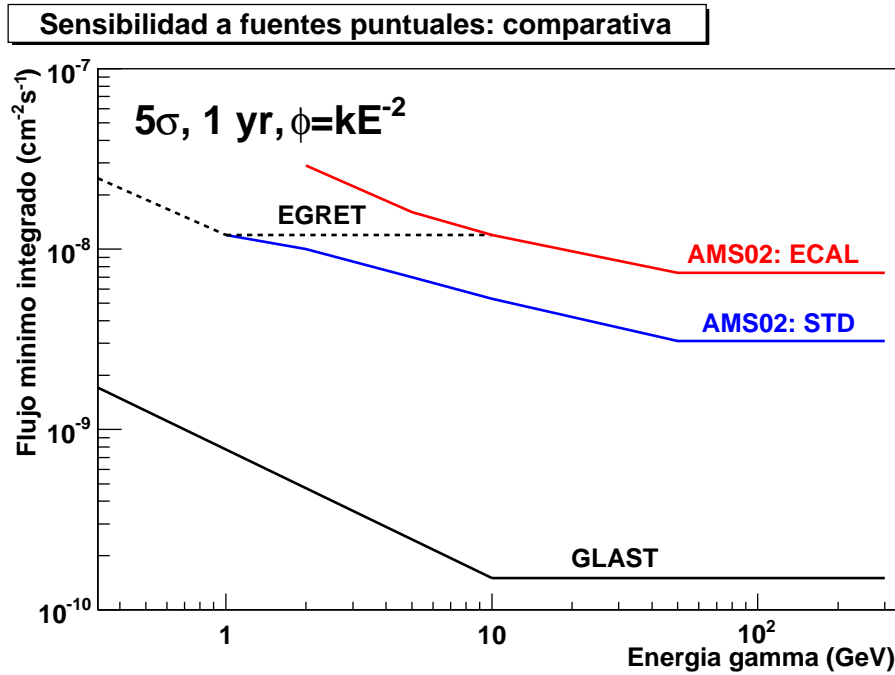


Figura 3.29: Comparativa de sensibilidad en función de la energía. Los números para EGRET y GLAST se han tomado de [19, 18, 17].

Tabla 3.8: Tabla comparativa de algunos de los observatorios de rayos gamma desde el espacio (proyectados).

Experimento	EGRET	GLAST	AMS-02 (ECAL)	AMS-02 (STD)
Área efectiva pico (cm ²)	1300	10000	3000	500
Intervalo energético (GeV)	0.03-30	0.03-300	2-1000	1-300
Resolución angular (10 GeV)	0.5°	0.12°	2.5°	0.1°
Resolución energética (10 GeV, $\sigma(E)/E$)	12 %	7 %	2 %	3 %
Campo visual	0.6 sr	2.4 sr	0.4 sr	1.6 sr
Sensibilidad integrada (cm ⁻² s ⁻¹ , > 10 GeV, 1 yr, 5 σ)	1.2×10^{-8}	1.5×10^{-10}	1.2×10^{-8}	6×10^{-9}

o incluso algo superior, al experimento dedicado de próxima generación GLAST, debido principalmente a la dispersión múltiple mayor existente en este último, por las planchas de conversión utilizadas. El menor interespaciado entre las pistas de silicio y la presencia del campo magnético también contribuyen en menor medida. Pero al no ser un observatorio de rayos gamma, la eficiencia de detección se ve muy mermada en AMS-02ya que no existe un convertidor ex-profeso para los fotones. El ECAL ofrece una buena resolución energética y buena área efectiva para la detección. Sin embargo, se pierden prestaciones en términos de sensibilidad a fuentes, a causa del campo visual menor y una peor resolución angular, que obliga a aceptar más sucesos de fondo.

Si bien las estructuras de los experimentos GLAST y AMS son similares, un detector de módulos de silicio seguido de un calorímetro, la filosofía es algo distinta. La idea en GLAST, como en EGRET, es la de medir la dirección con el detector de trazas y la energía con el calorímetro **del mismo suceso**. En cambio AMS opera de manera efectiva como dos detectores de rayos gamma casi independientes, con características propias en cuanto a campo de visión, eficiencia y resoluciones.

3.5. Conclusiones

Tras el análisis detallado de la simulación oficial de AMS, validada en su versión anterior con los datos de AMS-01 y numerosas pruebas en haz, se ponen de relieve las siguientes conclusiones:

- **STD:** La aceptación es de 0.04 m²sr a partir de los 10 GeV, bajando bruscamente a menor energía. Esto se traduce, en términos de área efectiva, en una superficie de $\sim 500 - 600$ cm². La resolución angular se incrementa con la energía desde $\sim 0.7^\circ$ a 1 GeV, $\sim 0.08^\circ$ a 10 GeV hasta $\sim 0.01^\circ$ a 100 GeV. Su resolución en momento es de 2–3 % a bajas energías empeorando ligeramente a partir de 10 GeV hasta 7–8 % a 100 GeV.
- **ECAL:** La aceptación aumenta paulatinamente con la energía a partir de los 3 GeV, alcanzando 0.04 m²sr a 10 GeV y el máximo de 0.09 m²sr a más de 100 GeV. El área efectiva pico es del orden de 3000 cm² para incidencia cenital. La mayor probabilidad de detección de la señal respecto al STD es contrarrestada por el menor campo visual. En cuanto a la resolución angular, es peor que la determinada para el STD por la mayor imprecisión al determinar el eje de una cascada, debido al comportamiento estocástico de las mismas. Experimenta una

mejora desde unos pocos grados hasta $\lesssim 1^\circ$ a más de 50 GeV. La resolución energética es excelente, mejorando de 5 % a 2 % en el mismo intervalo.

- El fondo más importante proviene de protones y electrones. Ambos pueden eliminarse hasta factores de 10^5 y 10^4 respectivamente en el STD. Esto es suficiente para la mayor parte de los estudios. Para el ECAL el rechazo de protones alcanza 10^6 siendo también 10^4 para electrones.
- A pesar de que el diseño no está específicamente optimizado para ello, **AMS-02 podrá operar como un detector de rayos gamma con gran resolución** tanto angular como energética, siendo competitivo con GLAST en este terreno.
- En cuanto a eficiencia, **el área efectiva del STD de AMS es un factor entre 2 y 5 peor que EGRET en el intervalo 1-10 GeV y superior en la cota de 10-100 GeV en incidencia normal**. A los fotones detectados en este último tramo, se añadirían los observados por el ECAL.
- El diseño alternativo planteado usando el imán de AMS-01 permitiría la extensión hasta 0.5 GeV a bajas energías incrementando en aceptación entre un factor 10 y 100 en el intervalo 0.5-1 GeV. En este caso, se iguala la eficiencia de EGRET en 1-10 GeV y se supera a alta energía, conservando las cualidades de resolución angular. Sin embargo, se pierde en resolución energética en un factor 4.

Bibliografía

- [1] Sevilla,I. Proc. Bienal RSEF, Madrid(2003)369; Alcaraz,J. & Sevilla,I. AMS Note 2004-03-07
- [2] Paolo Maestro, tesis doctoral presentada en el INFN Universidad de Siena (2003).
- [3] Loic Girard, tesis doctoral presentada en la Universidad de Saboya LAPP-T-2004-12 (2004)
- [4] Brun,R. et al CERN-DD/EE/84-1 (1987)
- [5] Barnet, R.M. et al., Phys. Rev. D 54(1996)1
- [6] Lamanna, G. AMS Note 2003-03-03
- [7] Aguilar,M. et al., Phys.Rep. 366(2002)331
- [8] Strong,A.W.; Moskalenko,I.V.; Reimer,O. ApJ 613(2004)962
- [9] Moskalenko,I.V.; Strong,A. ApJ 493(1998)694
- [10] DuVernois,M.A. et al. ApJ 559(2001)296
- [11] Hunter,S.D. et al. ApJ 481(1997)205
- [12] Sreekumar,P. et al. ApJ 494(1998)523
- [13] Helene, O. , NIM 228(1984)120
- [14] Thompson, D.J. et al., ApJS, 86(1993), 629
- [15] Carter,J.N. et al., MNRAS 198(1982)33
- [16] Thompson,D.J. NIM A 251(1986)390
- [17] <http://coss.gsfc.nasa.gov/docs/cgro/egret/>
- [18] <http://glast.gsfc.nasa.gov/>
- [19] http://www-glast.slac.stanford.edu/software/IS/glast_lat_performance.htm

Capítulo 4

Análisis de una prueba en haz sobre un prototipo del STD

4.1. Introducción y objetivos

Cualquier simulación MonteCarlo de un detector requiere una confirmación experimental en unas condiciones más o menos controladas para su validación. En el caso de la detección de fotones con el detector de trazas STD, objetivo de esta tesis, una de estas pruebas tuvo lugar durante un periodo de 30 días en septiembre de 2004 en un haz de partículas. Algunos aspectos de la respuesta del calorímetro ECAL a electrones y la reconstrucción de cascadas electromagnéticas ya fueron probados con anterioridad y estudiados en [1, 2], así como las consecuencias para la detección de fotones con el calorímetro. El detector de silicio ha sido probado anteriormente (octubre de 2003) en varios tests, especialmente para el estudio de la carga con haces de iones [3] y la resolución espacial con haces de protones y electrones en junio y octubre de 2003 [4].

Los objetivos de esta prueba se pueden resumir en los siguientes puntos:

- (STD) Estudio de las resoluciones espacial y en momento para electrones.
- (STD) Estudio de las resoluciones angular y energética para fotones.
- (STD) Validación del algoritmo de calibración y reducción de datos y la cadena de adquisición.
- (STD) Prueba de estabilidad del funcionamiento de los módulos y la electrónica asociada (integración de una TPS (*Tracker Power Supply*) y una T-crate (*Tracker Crate*) completas).
- (ECAL) Estudio de la medida de la energía (con una única hilera de fotomultiplicadores).
- (ECAL) Estudio sobre el rendimiento del EIB (*ECAL Intermediate Board*) tanto en la parte del trigger para gammas como del bus de datos.

Los objetivos que conciernen a las metas de esta tesis son principalmente los dos primeros y son los que se tratarán casi en exclusiva en el resto del capítulo. Estos resultados se resumen también en [5, 6]. A partir de los resultados es posible validar la simulación empleada en el capítulo 3. Una vez hecho esto, estamos capacitados para efectuar predicciones sobre casos de física concretos (capítulo 6).

En cuanto a los objetivos del ECAL, los resultados pueden consultarse en la referencia [7] cuya conclusión final es la validación definitiva del EIB y del trigger del ECAL para rayos gamma.

4.2. Descripción del dispositivo experimental

4.2.1. El acelerador PS del CERN

Las pruebas sobre haz se llevaron a cabo en el Área Experimental Este en la zona T7 del acelerador Protón-Sincrotrón (PS) del CERN, durante el periodo del 7 de septiembre a 7 de octubre de 2004. Tras una primera etapa de calibración de los detectores auxiliares y pruebas con la electrónica, adquisición y reducción de datos, se inició la toma de datos de física el 14 de septiembre.

El haz se obtiene a partir de la colisión de otro haz primario de protones a 24 GeV/c contra un blanco de aluminio, seguido de un convertidor de tungsteno. Uno de los haces secundarios obtenidos (carga 1) es desviado al T7 donde se halla la zona experimental. La composición para este haz es similar a la que se muestra en la figura 4.1. El máximo momento que puede lograrse es de 10 GeV/c, con una incertidumbre de $\pm 0.5\%$. En cuanto a la óptica, dos imanes de deflexión permiten la conducción y posicionamiento del haz. Asimismo, cuatro cuadrupolos permiten el enfoque en la zona experimental y dos colimadores definen la anchura. La anchura del haz es de aproximadamente 5 mm al principio de la zona experimental, con una apertura de 1 miliradián aproximadamente. La intensidad proporcionada es de unas 10^5 partículas por *spill* (de unos 400 ms de anchura temporal).

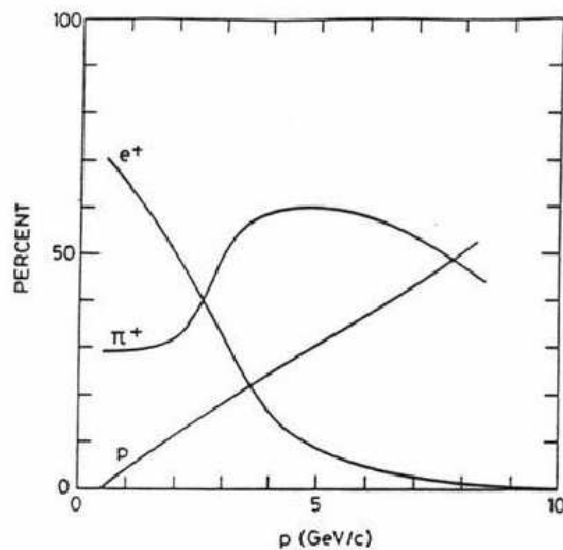


Figura 4.1: Distribución relativa de protones, piones y positrones en el haz T7 del PS del CERN [8]. En la configuración negativa (usada en estas pruebas), la componente de antiprotones está muy suprimida.

4.2.2. Configuración de los detectores

Un esquema de la disposición de los detectores se puede ver en la figura 4.2. Aquí aparece también la definición de los ejes coordenados. El eje Z se define como paralelo a la dirección y sentido del haz, el eje Y hacia la parte superior de la zona y el eje X completando el triedro de manera que $\vec{u}_y \times \vec{u}_z = \vec{u}_x$. En la figura 4.3 se muestra una imagen en perspectiva de la zona experimental.

El sistema principal de detección consta de varios **módulos de silicio** (descritos en el capítulo 2) dispuestos en tres zonas, la segunda en el seno de un campo magnético:

- Cuatro módulos de once sensores con el lado S midiendo la coordenada y , separados entre sí por 5 cm a lo largo del eje Z , ubicados en una caja de transporte previa al imán, según la

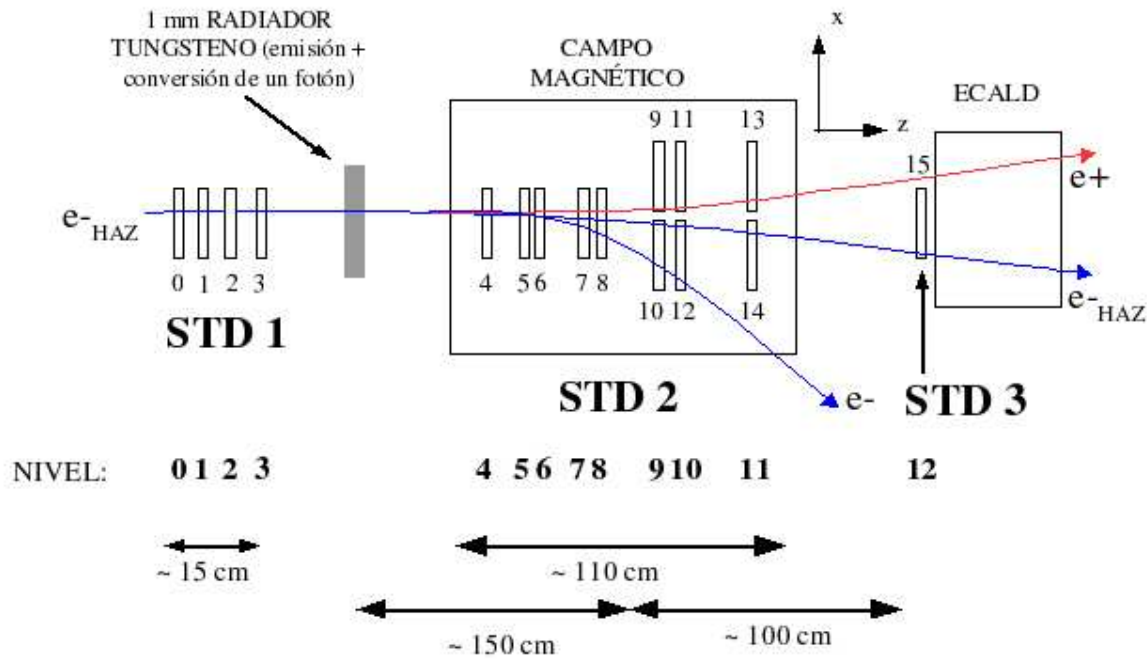


Figura 4.2: Croquis de la disposición de los planos detectores y los diversos elementos en la zona experimental (vista desde arriba). No está escala.

dirección del haz. En adelante lo denominaremos *STD1* (figuras 4.2 y 4.4). El objeto de este sensor es la medida de la posición y orientación del haz.

- Once módulos de nueve sensores dispuestos en ocho niveles, tres de ellos dobles, en semejanza a la estructura de niveles del STD de AMS-02, ubicada en su caja de transporte y dentro del imán. El lado S en este caso mide la coordenada x y el momento de la partícula a través de la curvatura de la trayectoria. En adelante lo denominaremos *STD2* (figuras 4.2, 4.5 y 4.6).
- Un único módulo de 13 sensores, con el lado S midiendo la coordenada y , situado después del imán. En adelante lo denominaremos *STD3* (figura 4.2 y 4.6). Su objetivo era proporcionar una medida de posición precisa para la calorimetría.

Tras el STD3, se sitúa un prototipo del **calorímetro electromagnético**, con dos líneas de fotomultiplicadores instrumentadas (*ECALD* a partir de ahora, figura 4.6).

El **campo magnético** fue medido con una sonda de Hall, que mide el voltaje inducido por dicho campo sobre una lámina delgada de metal por el que circula una corriente. Las medidas se hicieron en intervalos de entre 10 y 50 mm en todo el volumen del imán y en la zona posterior hasta el STD3. Los valores B_y en función de la posición se muestran en la figura 4.7. Los puntos poseen un error de 0.5 % en la medida del campo. La intensidad del campo utilizada finalmente no fue 0.8 T (configuración de vuelo de AMS-02) sino 0.4 T por cuestiones de aceptación de las trazas curvadas. Este dato hay que tenerlo muy presente a la hora de extrapolar conclusiones a AMS-02, puesto que afecta directamente a la resolución en momento. Se logra un campo muy homogéneo en casi todo el STD2, pero que decrece rápidamente fuera, por lo que los armarios de electrónica y el resto de los detectores no se ven afectados.

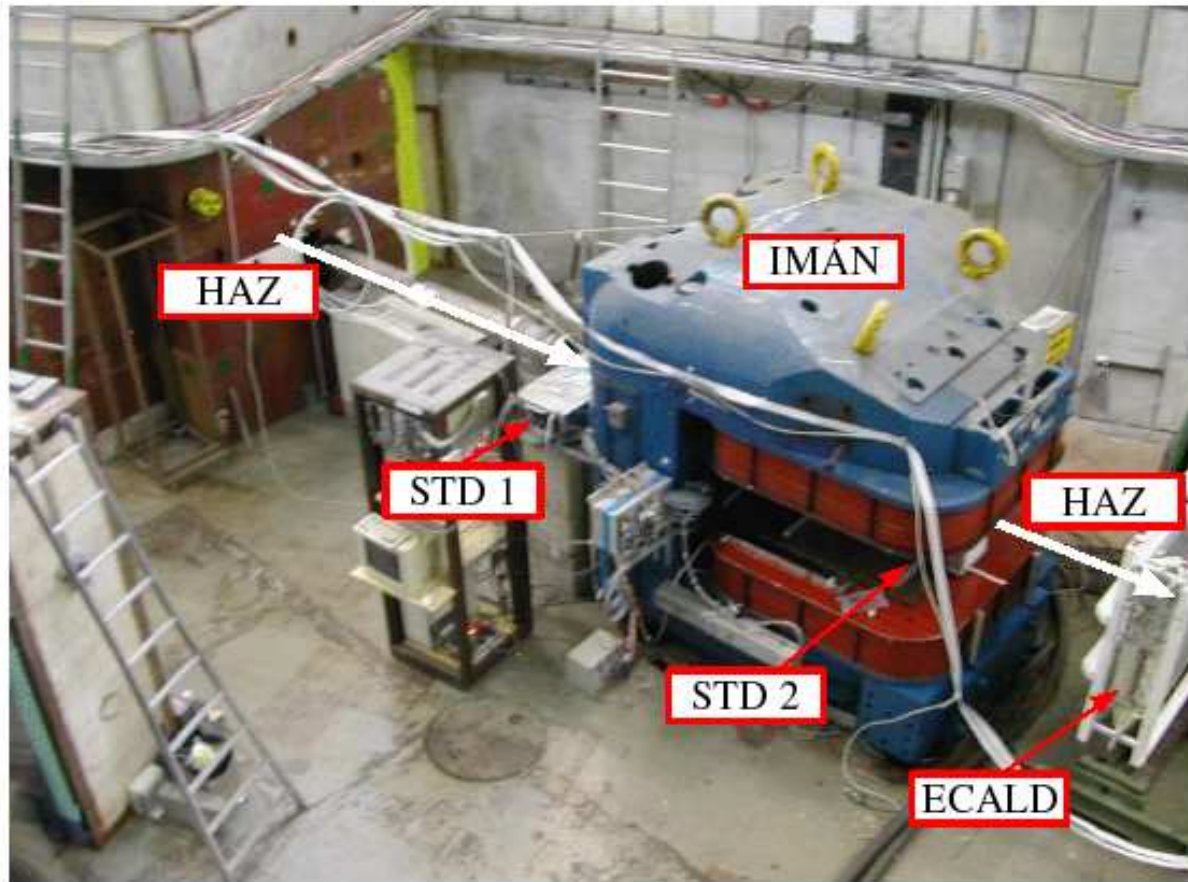


Figura 4.3: Zona experimental T7 del PS del CERN. Se señalan los detectores involucrados en esta prueba, el imán en el centro y el tubo Cherenkov arriba a la izquierda, así como los armarios de electrónica.

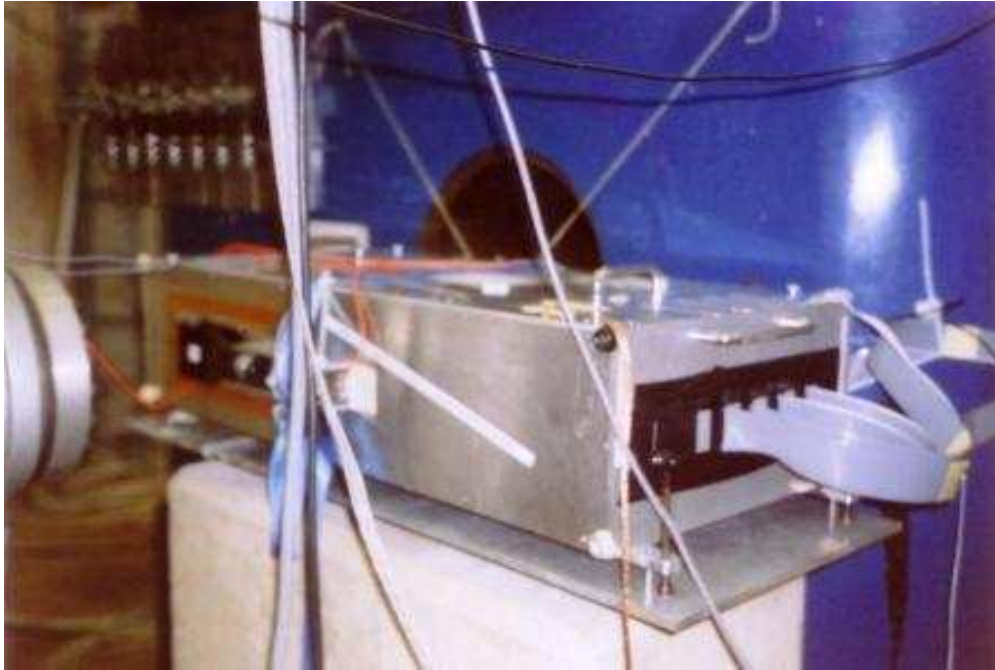


Figura 4.4: Detector STD1. Esta caja contiene cuatro módulos dispuestos horizontalmente

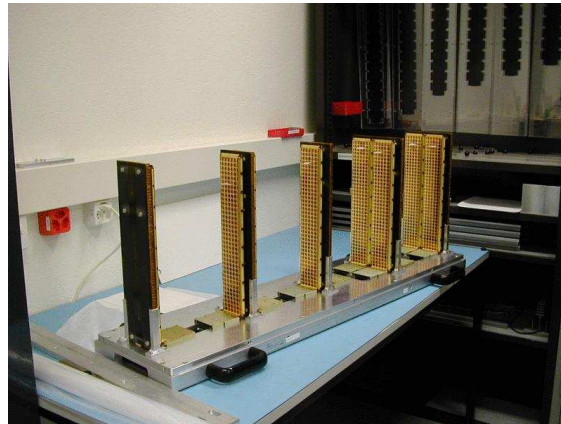
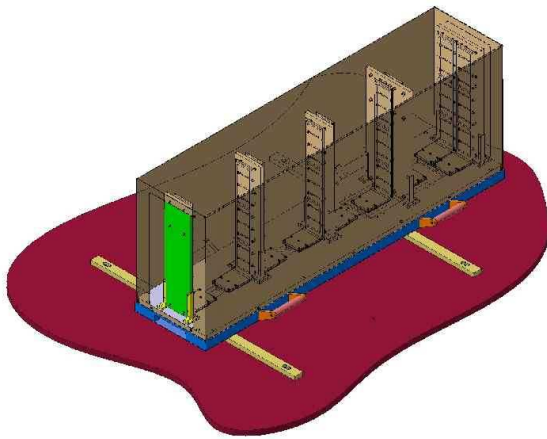


Figura 4.5: Vista en perspectiva del diseño del detector STD2, dentro de la caja de aluminio (izquierda). El modelo final emplearía módulos dobles en el penúltimo soporte, al igual que en el último (derecha). En este caso, los módulos se disponen verticalmente con lo que el lado *S* de los mismos registra la coordenada *x* (al revés que en el STD1).



Figura 4.6: Detectores STD2, STD3 y ECALD. Vista lateral.

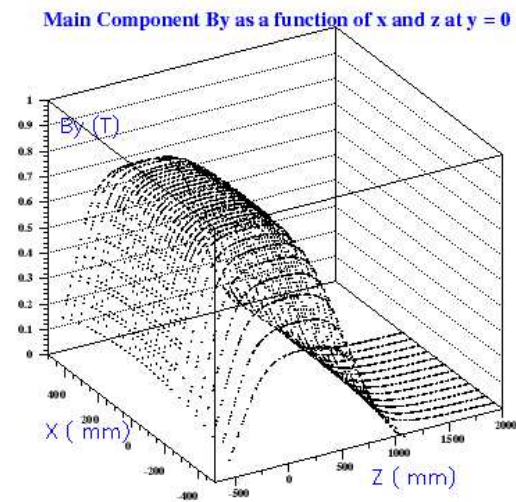


Figura 4.7: Campo magnético en la zona del STD2. El valor máximo utilizado para la toma de datos se situó en 0.4 T en lugar de 0.8 T. El origen de coordenadas es el centro del imán.

Un **convertidor** de 1 mm de tungsteno se sitúa en la zona externa del imán, entre el STD1 y STD2 (figura 4.8), de manera que puede situarse o no dentro de la línea del haz. El espesor equivalente en longitudes de radiación es aproximadamente el mismo que se espera en la parte “anterior” al STD en AMS-02, i.e., el TOF superior, el TRD y otras estructuras de soporte.



Figura 4.8: Convertidor de tungsteno, situado entre el STD1 y STD2, situado a la entrada de la estructura del imán.

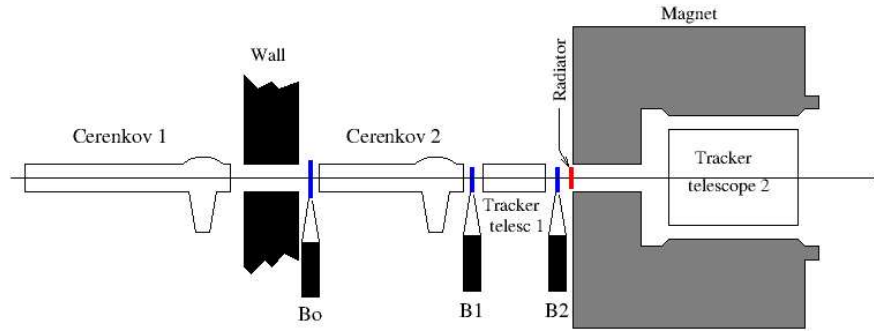


Figura 4.9: Disposición de los detectores auxiliares, vista lateral. Figura a escala.

Por último, cabe describir los **sistemas auxiliares** de la toma de datos (figura 4.9):

1. Dos detectores Cherenkov de umbral de 2 y 4 metros de longitud para la discriminación de electrones. Se caracterizan por contener un gas (N_2) de manera que al paso de una partícula relativista, ésta emite radiación Cherenkov según su velocidad y el índice de refracción del medio. La señal que proporciona este tipo de detectores, en número de fotoelectrones N_{phe} registrados por el fotomultiplicador es [9]:

$$N_{phe} \propto KP - \frac{m^2 c^4}{p^2 c^2} \quad (4.1)$$

donde K es una constante, P es la presión del gas, m la masa de la partícula y p el momento de la misma. Tras un conjunto de pruebas preliminares, se ajustó P de manera que la señal de piones y kaones quedara suprimida, pero manteniendo una señal suficiente para electrones. Con ello se logró una muestra con una pureza superior al 99 % [10].

- Un sistema de tres láminas de centelleador (B_0, B_1 y B_2) proporcionan el sistema de disparo (*trigger*) para la adquisición de datos, complementando la señal de los detectores Cherenkov (ver sección 4.2.3).

4.2.3. Toma de datos

Sistema de disparo

En la figura 4.10 se muestra un esquema simplificado de la secuencia de disparo para el registro de un suceso. La coincidencia de señales en los tres centelleadores con la de ambos detectores Cherenkov dentro de una ventana de 10 ns constituyen el trigger principal. Al mismo tiempo, el sistema debe encontrarse en modo desocupado (notBUSY), i.e., los detectores STDx (donde $x=1,2,3$), el ECALD y demás subsistemas deben haber terminado con el suceso anterior. Además de este requisito, se deja un pequeño tiempo muerto de 5 μ s para que el suceso leído por las tarjetas de adquisición (*TDR*) haya sido completamente procesado.

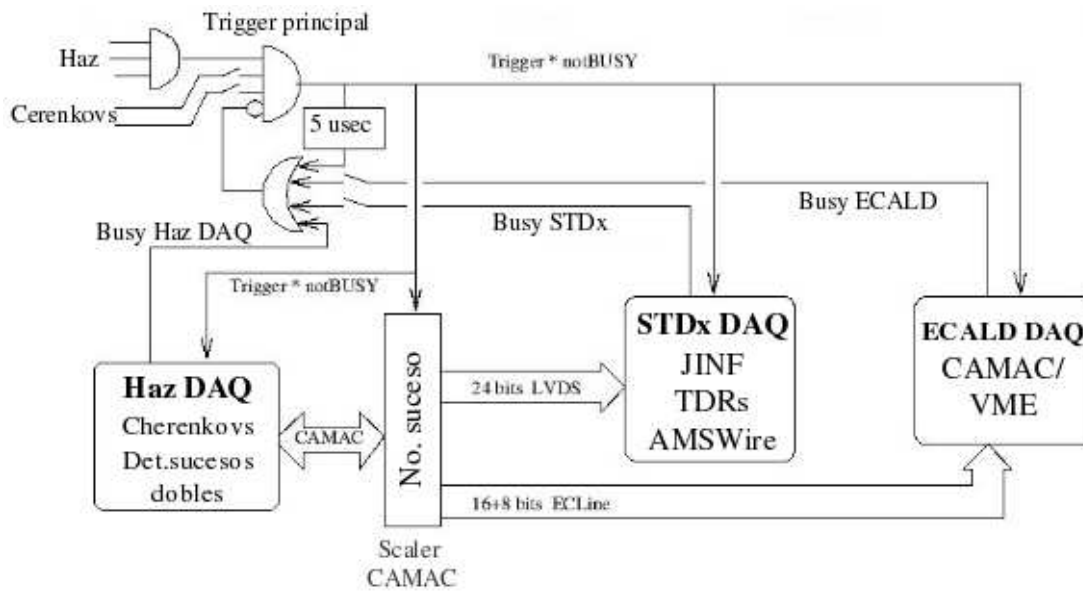


Figura 4.10: Esquema general del sistema de disparo. Ver texto para más detalles.

La señal de disparo es emitida por un sistema NIM [11] alojado en la cabina de la toma de datos. Esta señal se envía a los tres subsistemas de adquisición presentes: los 15 módulos de silicio, el calorímetro ECALD y un sistema CAMAC [11] para la información general del suceso. En el caso de los módulos de silicio la señal de disparo es recibida por la tarjeta intermediaria, o tarjeta JINF, entre la adquisición y la lectura. Esta tarjeta dará la orden de descarga de datos a las tarjetas TDR acopladas al *front-end*. En las TDR tiene lugar la digitalización de la señal de cada canal de cada módulo y la reducción de datos (ver capítulo 2). La información así reducida es enviada de nuevo a la adquisición de datos principal a través de la tarjeta JINF, usando un protocolo de comunicaciones específico (AMSWire) que se utilizará en la misión final.

Otro de los sistemas que reciben la señal de disparo es un contador CAMAC que tiene la tarea de distribuir el número de suceso a todos los detectores. Con esto podemos asociar información de un suceso concreto en el STDx con el mismo suceso en el ECALD y la información registrada en el CAMAC. Esta unidad además registra las cuentas ADC medidas en los detectores Cherenkov y

efectúa la detección de sucesos “dobles”, es decir, aquellos en los que han pasado más de un electrón durante la toma de datos. Para ello se abre una “ventana” de adquisición en el centelleador B_0 de $(-4, +7) \mu\text{s}$ para marcar la aparición de otra partícula.

Modos de operación y estadística recogida

En general, los datos se adquirieron en una configuración en la que el campo magnético estaba activado y el convertidor situado en la línea del haz. Esta es la configuración de mayor interés para este estudio puesto que es en la que podemos obtener sucesos de emisión de fotones (y posterior conversión en un par electrón-positrón). Una fracción de los datos sin embargo se tomó en otros modos, combinando la inclusión o no de dichos elementos. Por ejemplo, la combinación sin campo magnético ni convertidor para el alineamiento de los detectores de silicio.

Por otro lado, se emplearon tres configuraciones energéticas (momento del haz de 3, 5 y 7 GeV/c). La estadística total de todas las combinaciones se muestra en la figura 4.11.

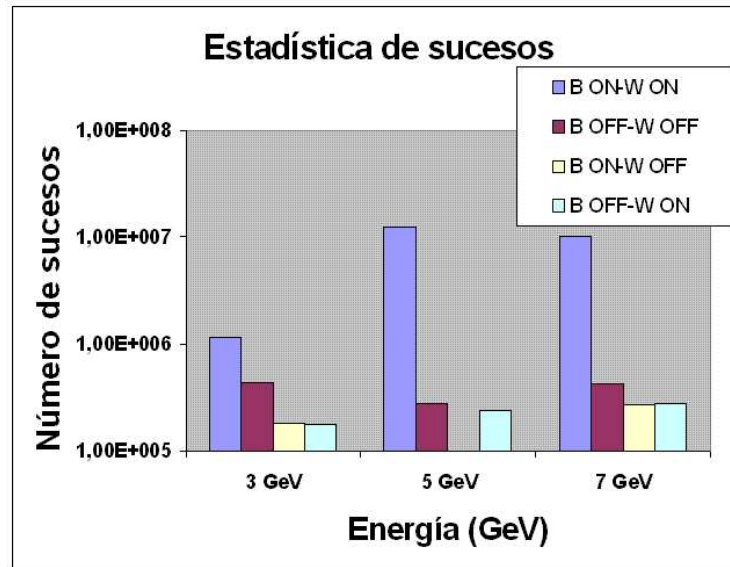


Figura 4.11: Estadística acumulada de las posibles configuraciones para tres energías. Las distintas posibilidades se identifican de acuerdo a si el campo magnético está activado (B ON/OFF) y si el convertidor lo está (W ON/OFF).

En total se recogieron más de 2.5×10^7 sucesos con trigger válido, agrupados en periodos de toma de datos (*runes*) de entre media hora y una hora.

En la figura 4.12 se muestran tres ejemplos de la forma de las trazas para sucesos en tres configuraciones distintas, en el STD2.

Pretratamiento de los datos

Uno de los objetivos de estas pruebas es la aplicación realista de un algoritmo de reducción de datos que sirviera de prototipo para el programa final que se utilizará en AMS-02. La reducción de datos implica la sustracción de las contribuciones de los pedestales y el *common noise* del chip VA, tal como se explicó en el capítulo 2. Estos algoritmos son ejecutados por los DSP (*Digital Signal Processor*) de las tarjetas TDR. La gran mayoría de datos registrados en esta prueba de haz están tratados de esta manera y, por tanto, en *modo reducido*.

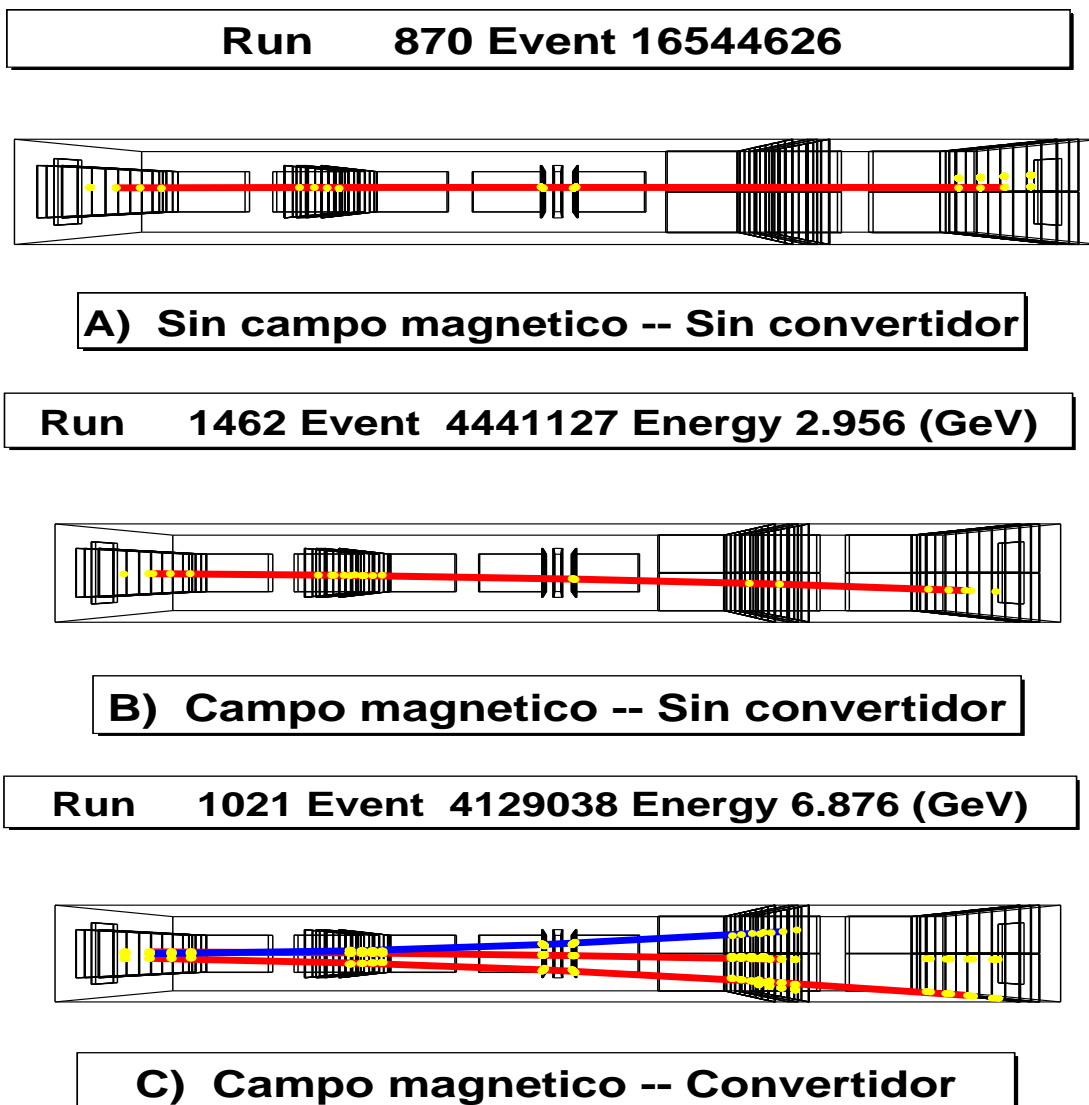


Figura 4.12: Sucesos típicos de cada configuración en el STD2 (vista superior) obtenidos con un programa visualizador de sucesos: a) sin campo magnético ni convertidor, las trazas son sencillas y rectas; b) únicamente campo magnético, las trazas se curvan en la dirección $-X$; c) campo y convertidor, los fotones emitidos por bremsstrahlung tienen cierta probabilidad de conversión en un par electrón-positrón, de modo que aparecen tres trazas. El código de colores es rojo para las trazas negativas (electrones), azul para las positivas (positrones).

Debido a la necesidad de realizar pruebas sobre el código de reducción, a lo largo de todo el tiempo de haz se variaron los valores “semilla” para el inicio de los clusters (entre 3 y 5 veces el valor medio del ruido del canal σ), manteniendo en 3σ el valor de los canales secundarios. El valor escogido finalmente para la semilla (4σ) pretende alcanzar un compromiso entre la estadística recogida (tendiendo a bajar este umbral); y la tasa de datos y el ruido aceptado (tendiendo a subir el umbral).

En la tabla 4.1 se detallan las características de los runes, desde el punto de vista de la configuración de la reducción de datos.

Tabla 4.1: Runes de datos en función de la semilla usada.

Runes	Semilla (σ)	Comentarios
246-710	5	Versión de pruebas de la red. datos
712-1508	3;4;5	Datos de física. Versión 1 de la red. datos
1511-1569	4	Versión 2 de la red. datos

Los datos utilizados para los resultados en estas pruebas se corresponden a los que empiezan en el run 712 ya que los previos carecen de una versión realmente válida del código de reducción. Los detalles de los algoritmos pueden encontrarse en el capítulo 2 y en [12].

La reducción de datos requiere del uso de unas calibraciones periódicas, desactivando temporalmente la toma de datos. Estas calibraciones tenían lugar cada 8 minutos, con lo que un run típico de media hora abarcaba 3 ó 4 calibraciones. Los datos registrados en este proceso para cada canal son los pedestales, el valor medio del ruido del canal (σ), el estatus del canal y la desviación estándar de los valores brutos de ADC (σ_{bruto}).

4.3. Software de simulación y reconstrucción

El software de simulación y reconstrucción se ha creado expresamente para esta prueba. La simulación está basada en el paquete de software estándar GEANT4 [13] que se encarga de propagar los electrones a través de la geometría implementada. La función de la reconstrucción es leer la información en bruto sobre los clusters registrados en cada módulo del detector y formar impactos, trazas y, en última instancia, vértices de sucesos multitraya, con sus magnitudes asociadas. Estos datos se escriben en un formato estándar para el análisis. Los detalles de los pasos seguidos por el código se proporcionan en el Apéndice A. Se reproduce aquí también, como referencia, la figura 4.13, incluida en dicho Apéndice.

4.4. Resultados

4.4.1. Alineamiento

Para el alineamiento de los módulos de silicio se emplearon varios runes con trazas rectas, desactivando el campo magnético y quitando el convertidor de la línea de haz. Este proceso se ha llevado a cabo en varias iteraciones:

1. En primer lugar, los módulos del STD2 se han alineado internamente con tres parámetros libres: x , y y la rotación alrededor del eje Z , fijando el ángulo de la traza a incidencias muy perpendiculares y la posición del primer módulo.
2. Se alineó el STD1 usando los mismos criterios que en el paso anterior.

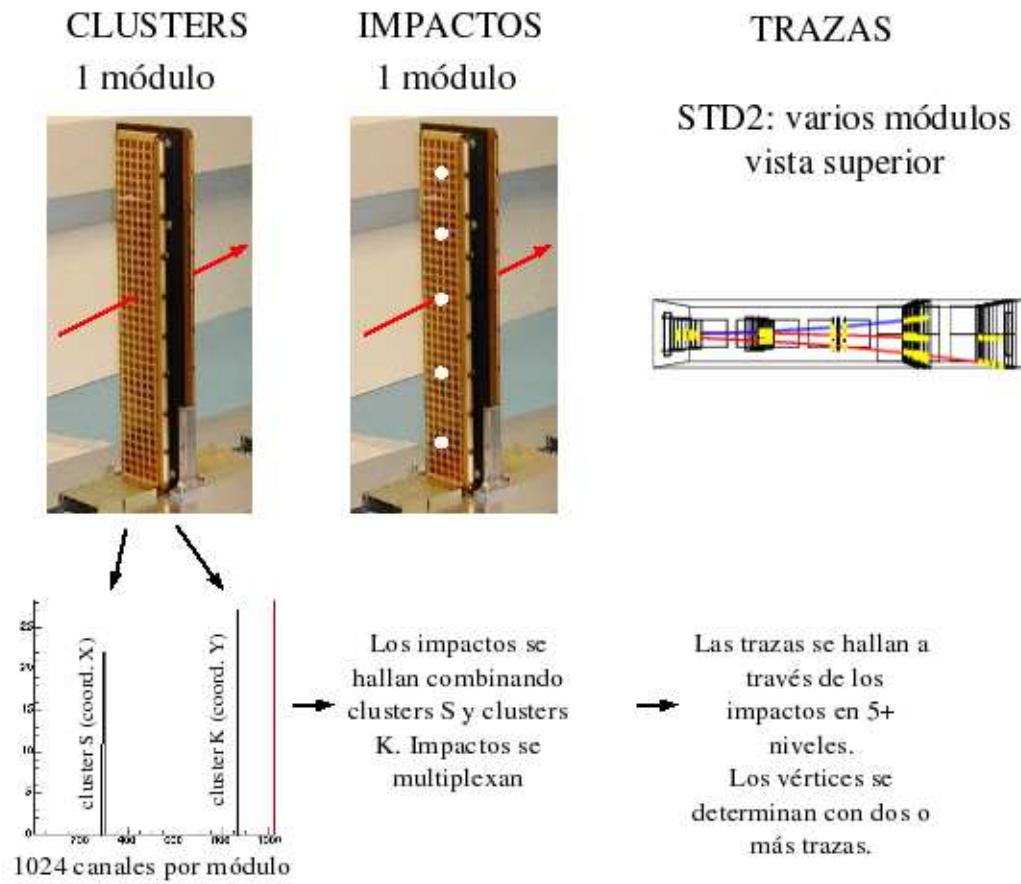


Figura 4.13: Esquema de la reconstrucción.

3. Se alineó simultáneamente el STD1, utilizando trazas comunes con el STD2 y fijando las posiciones de este último.
4. Se completan los alineamientos del STD1 y del STD2 internamente liberando las rotaciones alrededor de los ejes x e y .
5. Por último, se alinea el módulo STD3 usando trazas comunes con el STD2.

Los resultados en forma de residuos¹ se muestran en la figura 4.14 para los detectores STD1 y STD2. La dispersión de los valores centrales de los módulos es inferior a $4 \mu\text{m}$. El residuo en el módulo STD3 se muestra en la figura 4.15. Su anchura es del orden de las $300 \mu\text{m}$, tal como se requiere para los estudios específicos del ECALD.

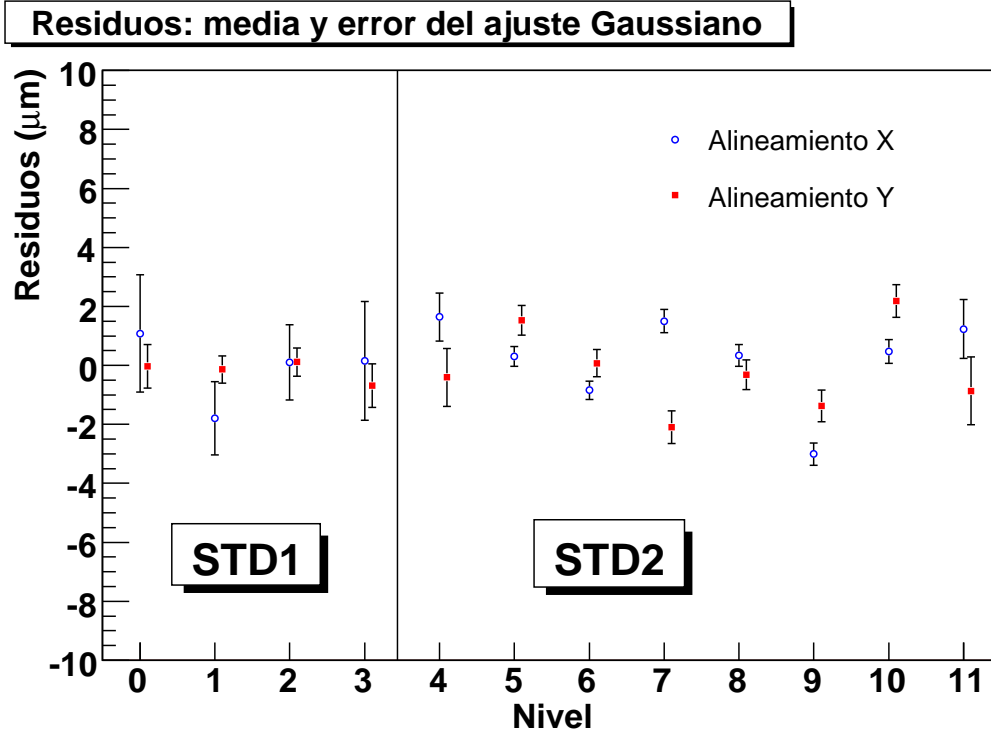


Figura 4.14: Residuos en cada módulo tras el alineamiento.

Tras el alineamiento, las distribuciones de los residuos en cada nivel quedan centradas en valores inferiores a $4 \mu\text{m}$, siendo la media de $0.4 \pm 2.7 \mu\text{m}$ en la coordenada x y $-0.2 \pm 2.0 \mu\text{m}$ en la coordenada y .

4.4.2. Rendimiento del detector: calibraciones

En las tablas 4.2 y 4.3 se muestra un resumen de los resultados de calibración para los tres periodos principales de toma de datos. La fracción de canales marcados como ruidosos o muertos es del orden del 2 %-4 % excepto para el módulo 5 que casi alcanza el 10 %.

Otro dato a destacar es la alta variabilidad de los pedestales de una calibración a la siguiente. El problema de no mantener estos valores en un rango adecuado (por debajo de una cuenta), conduce

¹El residuo se define como la diferencia del punto de impacto reconstruido en el detector en cuestión y la posición predicha por la traza formada con los impactos en el resto de los módulos.

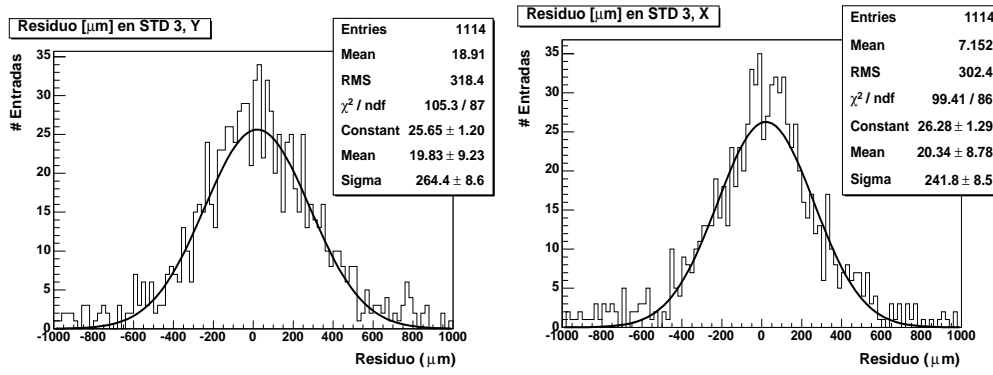


Figura 4.15: Residuo entre la predicción de la extrapolación del STD2 al STD3 y el impacto medido en este último.

Tabla 4.2: Resultados de la calibración, lado K, runes 712-1508. Se muestra la desviación estándar de los pedestales, el ruido medio de los canales, la desviación estándar de dicho ruido, y la fracción de canales marcados como muertos o ruidosos, por módulo.

Módulo	Δped	σ	$\Delta\sigma$	Fracción marcados
0	2.0	3.85	0.37	0.026
1	7.3	3.84	0.23	0.023
2	5.6	3.78	0.30	0.042
3	9.6	3.92	0.39	0.023
4	8.7	3.66	0.25	0.042
5	3.0	3.32	0.35	0.096
6	9.4	3.69	0.23	0.026
7	2.3	3.57	0.21	0.021
8	1.3	3.51	0.19	0.026
9	2.2	3.87	0.21	0.023
10	10.2	3.66	0.52	0.049
11	15.3	4.06	0.33	0.029
12	9.4	4.07	0.31	0.036
13	8.2	3.96	0.28	0.018
14	11.9	3.88	0.42	0.018
15	9.5	5.10	0.96	0.039

Tabla 4.3: Resultados de la calibración, lado S, runes 712-1508. Se muestra la desviación estándar de los pedestales, el ruido medio de los canales, la desviación estándar de dicho ruido, y la fracción de canales marcados como muertos o ruidosos, por módulo.

Módulo	Δped	σ	$\Delta\sigma$	Fracción marcados
0	1.9	2.85	0.16	0.020
1	5.6	2.82	0.16	0.011
2	5.8	3.00	0.27	0.022
3	3.5	2.62	0.22	0.014
4	5.7	2.65	0.89	0.048
5	7.7	2.87	0.27	0.094
6	3.7	2.42	0.14	0.020
7	6.2	2.72	0.21	0.017
8	0.9	2.37	0.13	0.006
9	1.6	2.72	0.15	0.030
10	4.7	2.82	0.33	0.041
11	5.1	2.56	0.15	0.014
12	4.0	2.63	0.15	0.027
13	6.1	2.85	0.25	0.023
14	4.7	2.82	0.35	0.022
15	5.0	2.89	0.35	0.027

a la imposibilidad de utilizar valores más bajos para la semilla, al aumentar el nivel efectivo de ruido en el cluster reconstruido. Esto trae como consecuencia también una reducción en la eficiencia, en aquellos casos en los que la oscilación lleva a las semillas por debajo del umbral establecido, como se verá posteriormente.

4.4.3. Rendimiento del detector: clusters

Para este estudio se utilizaron varios runes de alineamiento, en los que el proceso de construcción de trazas es más sencillo. Se exigen trazas bien construidas en STD1 y STD2 y un impacto en STD3, lo que conduce a una estadística de unos 5000 sucesos, suficiente para los propósitos de esta sección.

Ocupancia de canales

En primer lugar se muestran los histogramas de ocupancia de todos los canales incluidos en clusters (figura 4.16). Como referencia, véase también la figura 4.13. Es posible ver que el haz pasa por zonas bien definidas que abarcan aproximadamente un centenar de canales. La orientación y posición del haz es tal que para trazas rectas pasan predominantemente por uno de los lados de los niveles dobles, evitando así la “zona muerta” entre dos módulos en los últimos niveles del STD2.

Señal sobre ruido

Para el estudio de la significancia de la señal de una partícula de ionización mínima, que abarque n canales, se ha determinado la razón señal sobre ruido S/N para cada uno de los clusters, mediante:

$$S/N = \frac{\sum^n q_i}{\sqrt{\sum^n \sigma_i^2}} \quad (4.2)$$

siendo q_i la carga en el canal i del cluster y σ_i el ruido medido en dicho canal durante la calibración. Los histogramas de esta cantidad para uno de los módulos se muestran en la figura

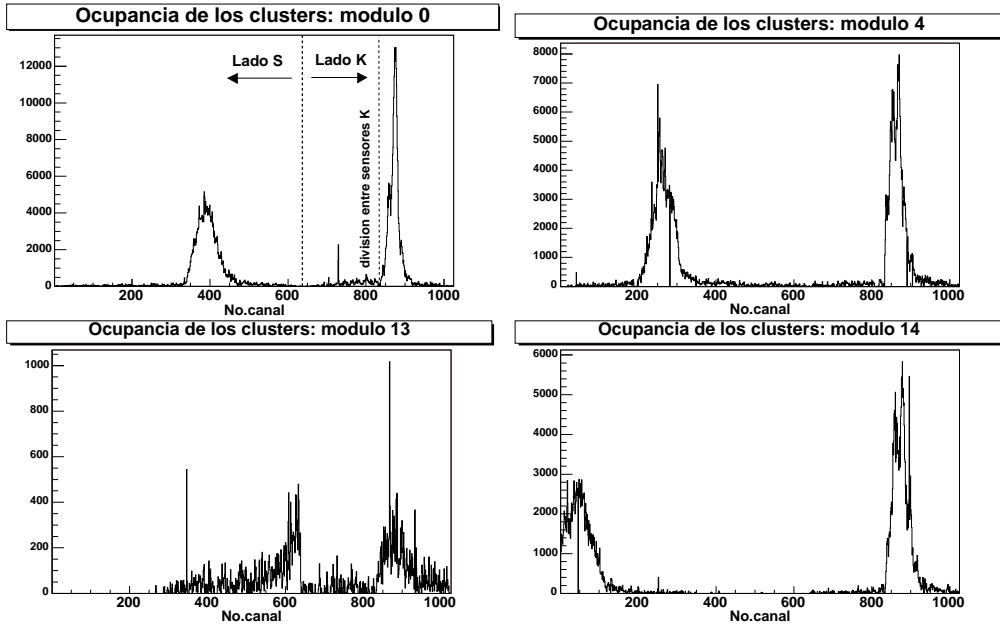


Figura 4.16: Ocupancia de canales para los primeros módulos del STD1 y STD2, y los dos últimos del STD2, para trazas rectas. El módulo 13 se halla en la zona menos “iluminada” por el haz, dada la inclinación del mismo.

4.17. Se ha ajustado una función Landau para cada módulo y los resultados indican una relación señal-ruido de aproximadamente 6.4:1 para el lado K, y de 8:1 para el lado S, promediando a los 15 módulos.

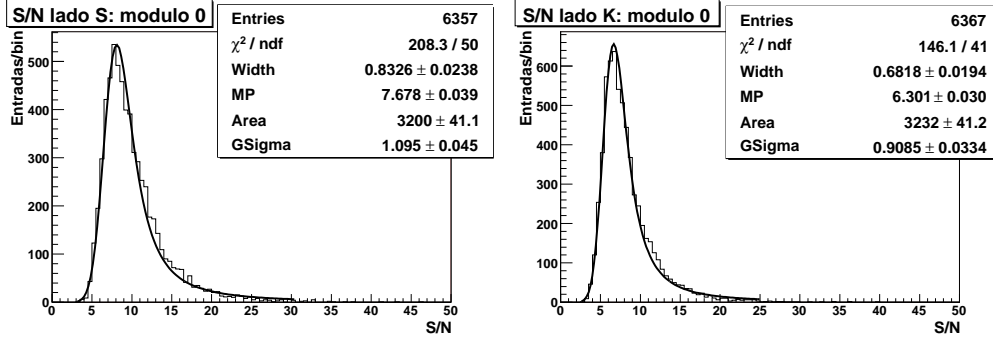


Figura 4.17: Señal sobre ruido para el módulo 0, lados S y K, definida según la ecuación 4.2.

Otra manera de citar este resultado, utilizada a menudo en la literatura, es a través de:

$$(S/N)_{alt} = \frac{\sum^n q_i}{\sigma_i^2} \quad (4.3)$$

Con esta definición, los resultados son de 10.4:1 para el lado K y 15.8:1 para el lado S.

Número de canales usados

En cuanto al número de canales que componen un cluster tras la reducción de datos, predominan clusters de uno o dos canales, con un menor ($\sim 15\%$) porcentaje de clusters con tres y cuatro canales

(normalmente, cuando la partícula ha pasado cerca de una de las pistas, de manera que el reparto de carga se efectúa casi por igual entre las dos pistas más próximas). La carga en los dos canales más significativos contiene más del 90 % de la señal total. Como ejemplo, se muestra la distribución para el módulo 0 en la figuras 4.18.

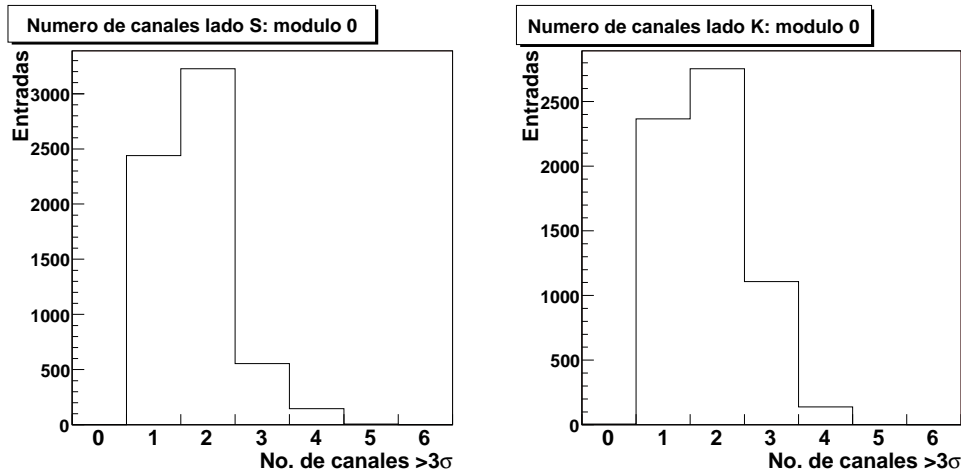


Figura 4.18: Número de canales con más de 3σ en el cluster, para el módulo 0, lados S y K.

La experiencia de pruebas anteriores [14] y otros experimentos [15] demuestra que para lograr resultados óptimos en resolución espacial es preferible la utilización de dos canales, aunque la señal del segundo sea algo inferior al corte requerido.

Función η

Entre las pistas de lectura existen “pistas flotantes” que mejoran la colección de carga a lo largo de la zona de lectura mediante la correcta configuración de sus potenciales. Las llamadas distribuciones η reflejan la dependencia de la colección de carga con la posición del impacto de la partícula ionizante en la zona entre dos pistas de lectura. Esta variable se define como:

$$\eta \equiv \frac{Q_{dcha}}{Q_{dcha} + Q_{izq}} \quad (4.4)$$

donde $Q_{dcha,izq}$ son las cargas en las pistas a la derecha e izquierda respectivamente del máximo del cluster.

El efecto de las tres pistas flotantes es visible en la figura 4.19. Todos los módulos muestran un comportamiento muy similar, que ya ha sido visto en pruebas anteriores [3].

Eficiencia

En la figura 4.20 se muestra la eficiencia por nivel por traza reconstruida, es decir, qué fracción de veces un nivel determinado ha participado en la traza. Téngase en cuenta que el 100 % de la muestra son los sucesos con una traza reconstruida (estamos considerando los runes sin campo magnético ni convertidor, las trazas son rectas y únicas). Además de esta eficiencia, se muestra qué fracción de casos presentan un cluster S(K) compatible con la predicción de la traza (dentro de un error de 3 veces el error del ajuste) y sin contrapartida en el lado K(S), denotando una ineficiencia. La mayor ineficiencia del lado K tiene su origen en el menor valor de señal sobre ruido. Esta pérdida es más acusada de lo esperado en la simulación, dando lugar a una eficiencia total inferior, entre 5 y 10 % según el nivel.

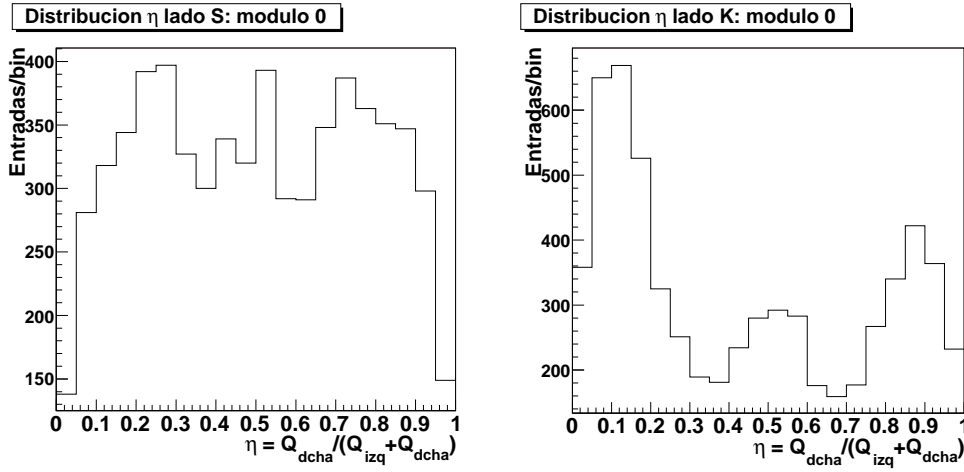


Figura 4.19: Distribución η para el módulo 0. Los valores 0 y 1 se corresponden a dos pistas de lectura consecutivas. El efecto de los acoplos capacitivos intermedios es visible en la estructura de picos. La asimetría en el lado K se debe a efectos de transferencia (cross-talk) entre canales a la hora de realizar la lectura de la señal.

Discusión

En primer lugar, las calibraciones indican un número bajo de canales identificados como “malos” ($\sim 3\%$), así como un comportamiento estable del ruido. Esto resulta fundamental para la identificación de clusters y la determinación del punto de impacto de la partícula.

La ocupancia de los módulos en cuanto a impactos es aproximadamente la que se esperaba de un haz de estas características. El perfil y orientación del haz han sido implementados en la simulación. Un dato a destacar es que la mayor parte de los clusters multicanal (> 6 canales) aparecen en zonas externas al punto de impacto del haz, comportamiento que es compatible con ruido. La señal sobre ruido observada es compatible con resultados anteriores [4]. El número de pistas “tocadas” por cluster reducido es el esperado, teniendo en cuenta también el alto valor de la semilla usada.

Se ha observado una cierta ineficiencia en el lado K ($\sim 5 - 10\%$) en la formación de clusters, como se puede apreciar en la figura 4.20. Esto tendrá un efecto evidente como un déficit en el número de impactos/trazas reconstruidas y, en última instancia, en la estadística de sucesos de tres trazas, que son los que interesan a priori para el estudio de fotones. Las causas que se recogen para ésta son dos:

- *La oscilación de los pedestales*, que puede bajar el nivel de la semilla por debajo del umbral exigido, o aumentar el número de pistas en el cluster reconstruido, de manera que se elimina en la reconstrucción como ruido.
- *La versión inicial del código de reducción* contaba aún con varios problemas en la “memorización” de la posición de clusters. En la nota técnica [12] se detallan, discuten y resuelven estos aspectos del código de reducción.

Asimismo, un análisis posterior de laboratorio fuera de este estudio sobre el ruido permitió reconocer un patrón ondulatorio en el lado K a lo largo de cada VA (64 canales). Esto ha sido identificado como un problema de aislamiento resuelto para la implementación final.

Es por ello que se ha decidido emplear una técnica en la que se añaden clusters K “virtuales” para la construcción de impactos con clusters S existentes y compatibles con la traza. Estos clusters

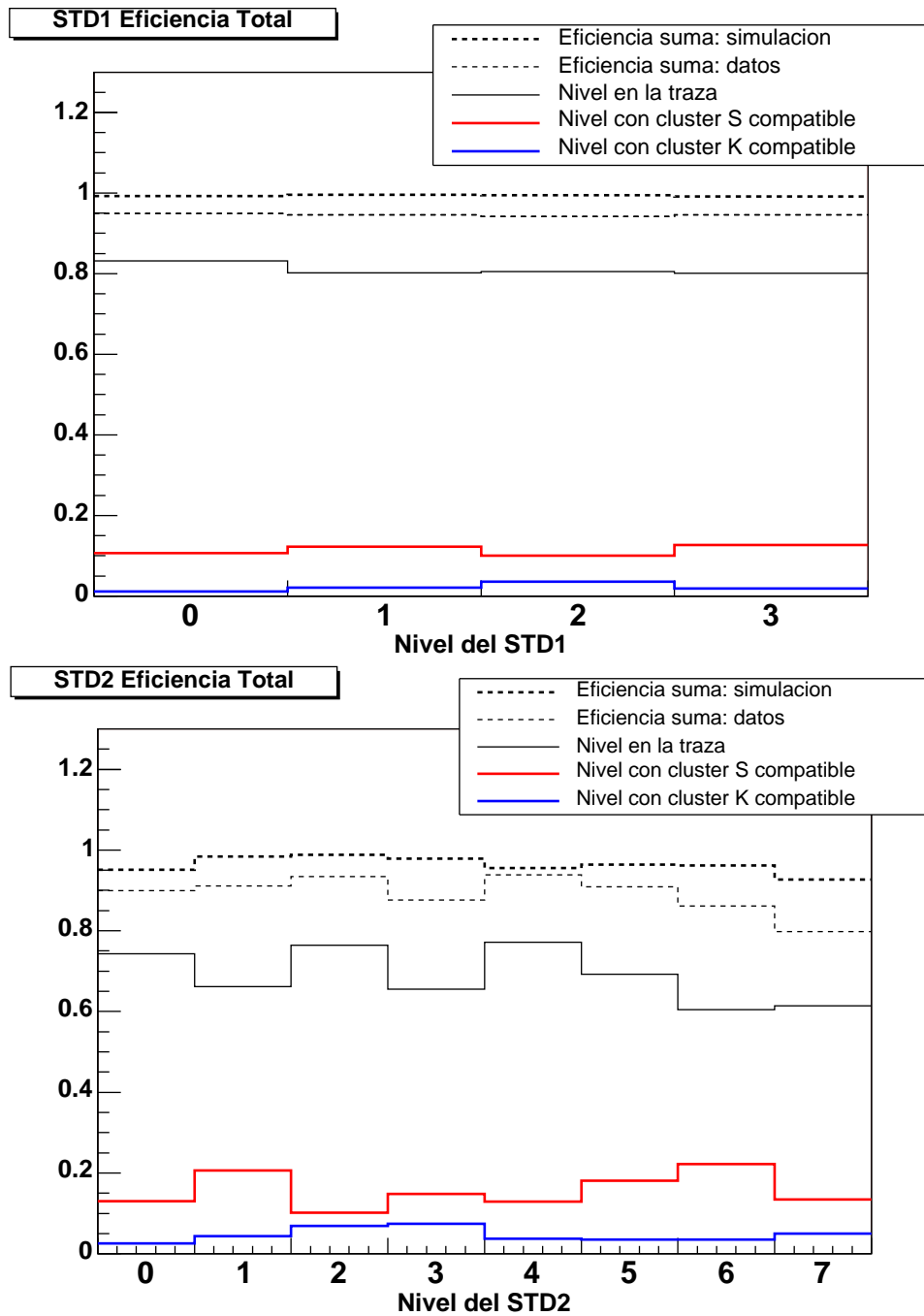


Figura 4.20: Eficiencia (definida en el texto) de los detectores STD1 y STD2. Se muestra también la suma de los tres histogramas para los datos y el resultado en la simulación.

K se caracterizan por poseer unos valores prefijados en cuanto a su posición, pero el impacto en el que participan tendrá un error muy alto para evitar desvirtuar las predicciones que se hagan con dicha traza. De este modo, se recuperan gran cantidad de sucesos al superarse el umbral de los cinco impactos mínimos. En la figura 4.21 se refleja el incremento de número de trazas reconstruidas y de impactos por traza usando este procedimiento.

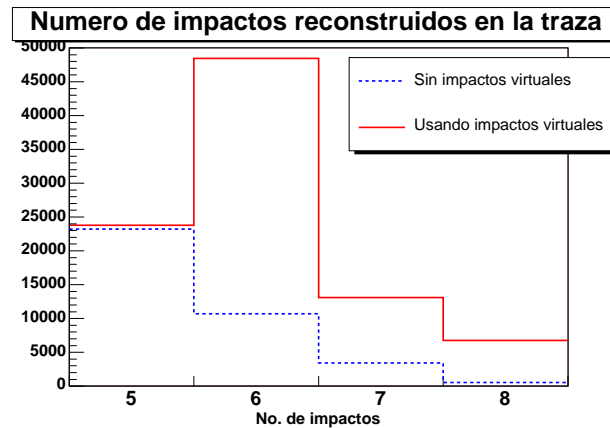


Figura 4.21: Incremento en la estadística de número de trazas y número de impactos por traza, en los runes de calibración, al utilizar “impactos virtuales”.

4.4.4. Resolución espacial

Punto de impacto

A la vista de los resultados anteriores, para partículas de ionización mínima y trayectorias incidentes cercanas a la normal, la reconstrucción de la posición de paso de la partícula puede obtenerse a partir de la carga de las dos pistas inmediatamente adyacentes (pistas con mayor carga).

El algoritmo utilizado para la determinación de este punto es un simple método de centro de gravedad aplicado a la carga de ambas pistas. Las diferencias entre este algoritmo y un método basado en la función η [16] no son importantes para los objetivos del presente estudio, de acuerdo a lo visto en [14] para módulos similares (correcciones del orden de $\sim 0.2 \mu\text{m}$).

Determinación de la resolución espacial: método de calibración con una simulación

La resolución espacial del detector de trazas puede determinarse haciendo uso de la simulación Montecarlo, usando detectores virtuales de resolución intrínseca conocida, y estudiando los residuos que resultarían con dicha resolución. Los residuos reales observados se comparan con estos resultados.

Se ha procedido a variar la resolución intrínseca simulada del detector de 5 a 20 μm en el lado S, y de 25 a 40 μm en lado K, asumiendo la misma para todo los módulos. Dicha resolución, se introduce como una dispersión Gaussiana del punto de impacto. Los residuos obtenidos en cada módulo (obtenido con un ajuste Gaussiano) se relacionan linealmente con las resoluciones introducidas en el rango considerado, como puede observarse en la figura 4.22. Los ajustes lineales a estos puntos se han realizado por separado para los lados S y K y para cada uno de los módulos. Los parámetros de dicho ajuste aparecen en la tabla 4.4.

Tabla 4.4: Parámetros del ajuste residuo - resolución de la simulación correspondiente a las rectas de la figura 4.22. p_0 es la ordenada en el origen y p_1 la pendiente.

Módulo	Lado S		Lado K	
	p_0 (μm)	p_1	p_0 (μm)	p_1
0	3.309 ± 0.125	1.676 ± 0.013	0.220 ± 1.367	1.898 ± 0.046
1	1.547 ± 0.078	1.116 ± 0.008	0.622 ± 0.710	1.213 ± 0.022
2	1.484 ± 0.077	1.121 ± 0.008	0.468 ± 0.699	1.221 ± 0.022
3	3.198 ± 0.125	1.689 ± 0.013	1.112 ± 1.348	1.869 ± 0.045

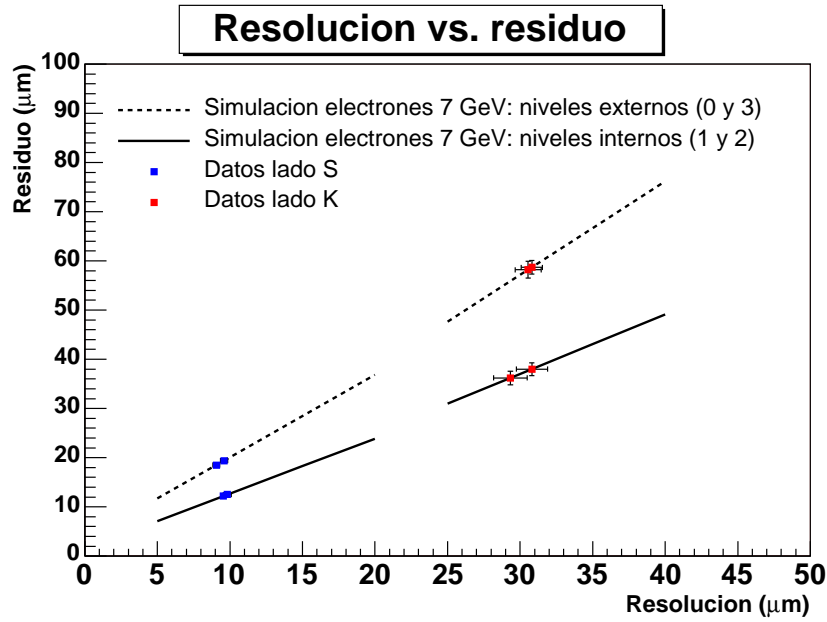


Figura 4.22: Relación entre resolución y residuos, extraídos de una simulación Montecarlo. Sobre las rectas ajustadas, se han situado los puntos correspondientes a los datos.

Para los datos, se ha empleado el detector STD1, haciendo uso de runes a 7 GeV. Esto permite minimizar los efectos de la dispersión Coulombiana que aumentan con el espesor del material y son más evidentes a bajas energías. Como cortes de calidad, se ha requerido:

- La presencia de cuatro impactos en la traza.
- Un $\chi^2/ndof < 20$ para la traza sin la participación del impacto en cuestión.

Para minimizar posibles efectos temporales en el alineamiento, la muestra total se ha dividido en varios periodos con parámetros de alineamiento válidos para cada periodo en cuestión. Con cada submuestra se ha procedido a obtener la resolución intrínseca por módulo, usando la relación lineal determinada por la simulación con los parámetros de la tabla 4.4. En las figuras 4.23 y 4.24 se enseñan los residuos para los lados S y K de una de estas submuestras, como ejemplo.

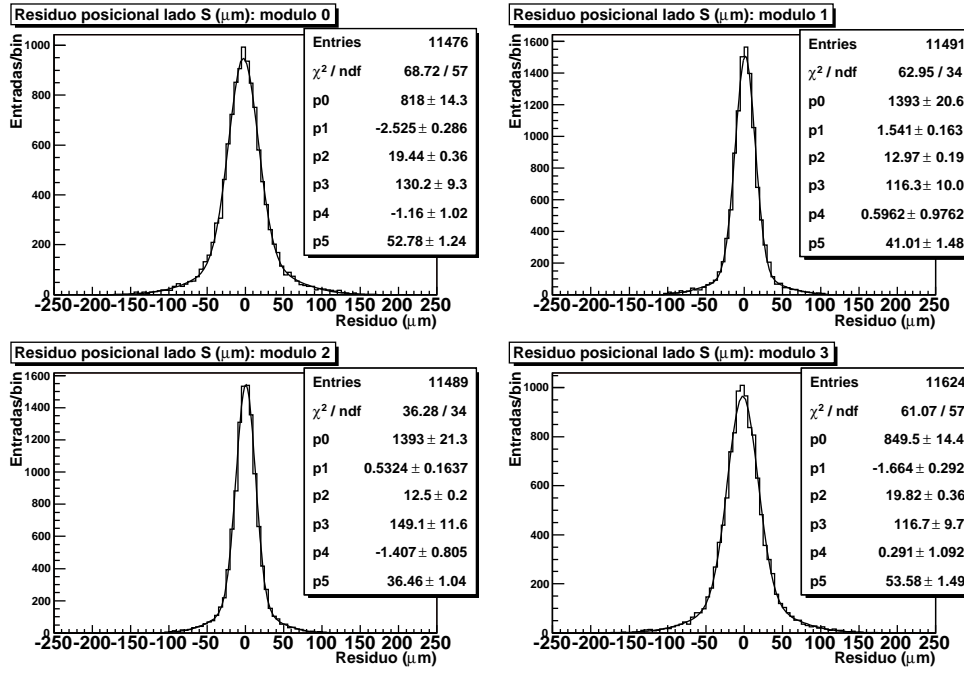


Figura 4.23: Distribución de residuos. Lado S. 7 GeV.

De este modo se obtienen los resultados para cada módulo de la tabla 4.5. Se señalan los errores debidos al ajuste por un lado (error estadístico) y el sistemático por otro. En el lado S predomina el error sistemático debido a la simulación: una variación del 5 % en el espesor del silicio (aproximadamente la incertidumbre intrínseca en la fabricación de los sensores) conlleva $0.2 \mu\text{m}$ de incertidumbre siendo despreciable el debido al alineamiento. En lado K ambos errores resultaron ser del mismo orden ($\sim 0.2 - 0.3 \mu\text{m}$) sumando un error total de $\sim 0.4 - 0.5 \mu\text{m}$. En la figura 4.25 se muestra la dispersión de las resoluciones obtenidas para cada módulo y lado, con los 7 periodos de alineamiento considerados. En [4] se ha visto que existe una dependencia de esta resolución con la temperatura, punto que se comprobó igualmente en el vuelo del prototipo AMS-01. Estos resultados han sido incorporados al sistemático asumiendo una variación de unos cuatro grados centígrados en la zona ($\pm 0.2 \mu\text{m}$), a partir de experiencias previas.

El promedio estadístico de los valores $\sigma_{int,S}$ y $\sigma_{int,K}$ de la tabla 4.5, asumiendo errores Gausianos, resulta en los valores de resolución espacial intrínseca de nuestros detectores, que se exponen en la tabla 4.6. Al error sistemático de este promedio se le ha añadido el debido a las diferencias

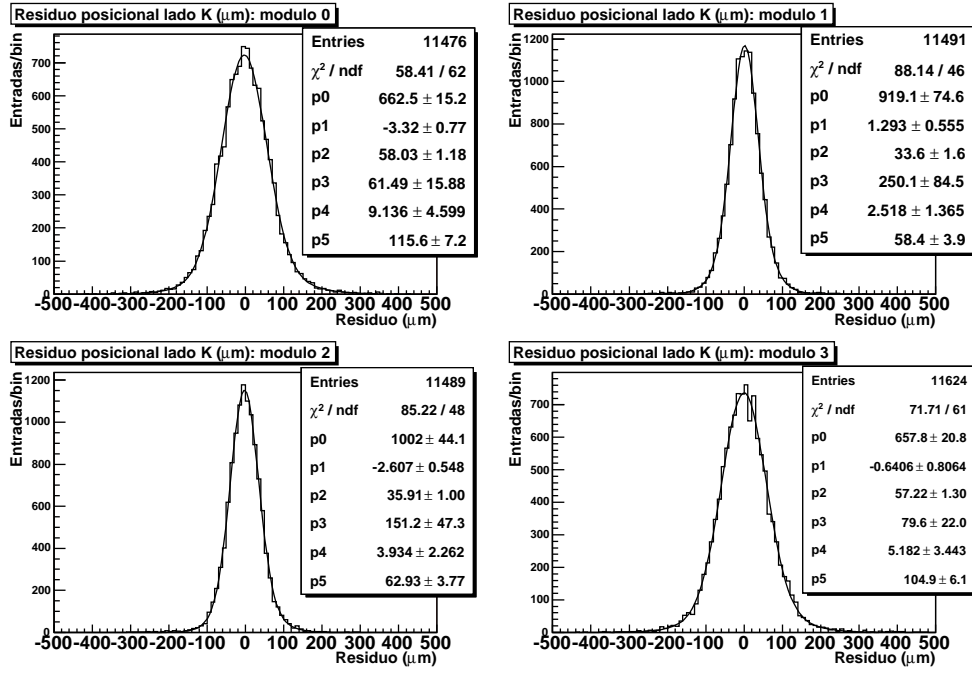


Figura 4.24: Distribución de residuos. Lado K. 7 GeV.

Tabla 4.5: Resultados de resolución espacial por módulo. En el lado S, la contribución sistemática es despreciable.

Módulo	$\sigma_{int,S} \pm \Delta\sigma_{S,est} \pm \Delta\sigma_{S,sist} (\mu\text{m})$	$\sigma_{int,K} \pm \Delta\sigma_{S,est} \pm \Delta\sigma_{S,sist} (\mu\text{m})$
0	$9.24 \pm 0.08 \pm 0.3$	$29.7 \pm 0.3 \pm 0.4$
1	$9.43 \pm 0.08 \pm 0.3$	$30.1 \pm 0.2 \pm 0.5$
2	$9.79 \pm 0.08 \pm 0.3$	$31.4 \pm 0.2 \pm 0.5$
3	$9.70 \pm 0.08 \pm 0.3$	$30.7 \pm 0.3 \pm 0.4$

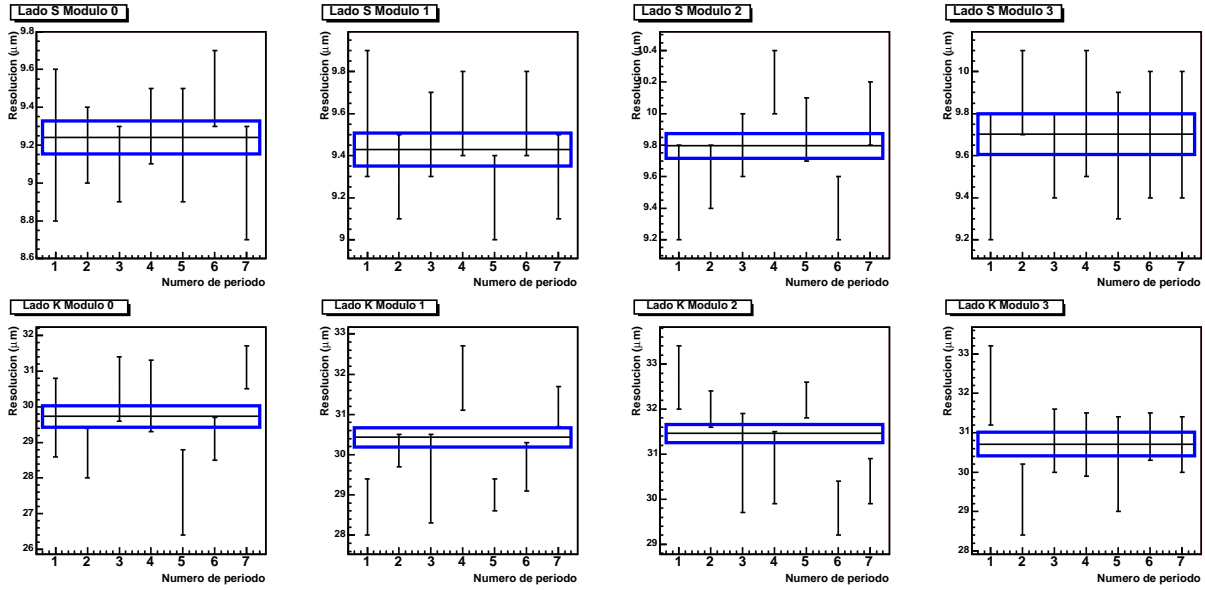


Figura 4.25: *Dispersión de las resoluciones obtenidas en distintos periodos mediante el método basado en una simulación. Las figuras superiores se corresponden al lado S y las inferiores al lado K, para los cuatro módulos.*

íntrínsecas entre los cuatro módulos y su electrónica asociada (dados por las diferencias observadas en la tabla 4.5 entre los cuatro módulos).

Tabla 4.6: *Resolución espacial de los módulos del STD por el método basado en una calibración.*

Lado	$\sigma_{int} \pm \Delta\sigma_{est} \pm \Delta\sigma_{sist}(\mu m)$
S	$9.54 \pm 0.04 \pm 0.24$
K	$30.7 \pm 0.1 \pm 0.6$

Hasta ahora se ha considerado únicamente la anchura de la Gaussiana central para trazar equivalencias con una resolución. Sin embargo una importante fracción de la distribución se ajusta mejor a una segunda Gaussiana más ancha como se observaba en las figuras 4.23 y 4.24. Este porcentaje es de 25 % – 30 % para el lado S y de 10 % para el lado K. Si consideramos un residuo ponderado con el área de las dos Gaussianas, se obtienen los resultados de la tabla 4.7.

Determinación de la resolución espacial: método de la dependencia residuo-momento

La resolución espacial intrínseca σ_{int} también puede extraerse a partir de la relación del residuo σ_{res} con los errores que contribuyen a él. El residuo dependerá, no sólo de σ_{int} , sino también del error en el ajuste de esta traza ($\sigma_{ajuste,real}$), de factores geométricos k_i relacionados con la posición relativa de los módulos que proporcionan la predicción (a partir de ahora, *detectores de referencia*) y de la dispersión Coulombiana θ_i experimentada por la partícula en cada uno de las capas de material atravesado:

$$\sigma_{res}^2 = \sigma_{int}^2 + \sigma_{ajuste,real}^2 + \sum k_i \theta_i^2 \quad (4.5)$$

En la aproximación de la teoría de Molière [17]:

Tabla 4.7: Resolución espacial intrínseca de los módulos del STD, considerando los sucesos en la Gaussiana más ancha, por el método basado en una calibración. Se muestran los errores estadísticos puesto que los sistemáticos se esperan similares a los de la tabla 4.6.

Lado	$\sigma_{int} \pm \Delta\sigma_{est}(\mu\text{m})$
S	15.3 ± 0.3
K	34.3 ± 0.4

$$\theta_i = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta c p} Z \sqrt{x/X_0} [1 + 0.038 \ln(x/X_0)] \quad (4.6)$$

donde p , βc y Z son el momento, la velocidad y la carga de la partícula incidente, mientras que el cociente x/X_0 es el número de longitudes de radiación atravesadas por la partícula. En el caso que nos ocupa, $Z = 1$ y $\beta \simeq 1$.

La combinación de las ecuaciones 4.5 y 4.6 implican una relación lineal entre σ_{res}^2 y $1/p^2$. Si se dispone de medidas a varios momentos p , es posible calcular los parámetros de esta relación. De este modo, la ordenada en el origen, $\sigma_{res,0}$, de la recta ajustada en función de $1/p^2$ es:

$$\sigma_{res,0}^2 \equiv \sigma_{res}^2(p \rightarrow \infty) = \sigma_{int}^2 + \sigma_{ajuste,real}^2 \quad (4.7)$$

Los detectores de referencia que determinan la traza son del mismo tipo que el módulo del cual se está determinando su resolución intrínseca. Esto conlleva a que el ajuste realizado con estos detectores de referencia también dependa de la resolución intrínseca. En concreto, $\sigma_{ajuste,real} \propto \sigma_{int}$.

Para determinar por tanto $\sigma_{ajuste,real}$ basta con “repesar” el $\sigma_{ajuste,ref}$ de referencia usado en la simulación:

$$\sigma_{ajuste,real} = \sigma_{ajuste,ref} \frac{\sigma_{int}}{\sigma_{int,ref}} \quad (4.8)$$

donde $\sigma_{int,ref}$ es el error que asumimos para el detector de referencia, que mide la traza. En nuestro caso, hemos utilizado los valores de referencia $\sigma_{int,ref,S} = 10 \mu\text{m}$ y $\sigma_{int,ref,K} = 30 \mu\text{m}$ para calcular $\sigma_{ajuste,ref}$ en la reconstrucción, en las proyecciones S y K respectivamente. Así, la ecuación 4.7 queda:

$$\sigma_{res,0}^2 \equiv \sigma_{res}^2(p \rightarrow \infty) = \sigma_{int}^2 + \sigma_{ajuste,ref}^2 \frac{\sigma_{int}^2}{\sigma_{int,ref}^2} \quad (4.9)$$

De la ecuación 4.9 se conoce, por tanto, $\sigma_{res,0}$ que es determinado experimentalmente; $\sigma_{ajuste,ref}$ que se halla en el ajuste de la traza y $\sigma_{int,ref}$ que es el valor de la resolución intrínseca que se ha utilizado en el ajuste. De este modo puede hallarse σ_{int} .

Se utilizaron los módulos del STD1, y runes a tres valores de p . En la figura 4.26 se muestran las variaciones que experimentan los residuos a momentos cada vez más altos. Éstos valores se cuantifican para el STD1 en la tabla 4.8 mediante la anchura de la Gaussiana principal.

Ajustando a una recta los tres puntos correspondientes a cada momento para cada módulo, se obtiene la figura 4.27. La intersección en el origen constituyen los valores de $\sigma_{res,0}^2$ para cada módulo.

En la tabla 4.9 se resumen los valores empleados en la resolución de la ecuación 4.9 para los lados S y K.

La combinación de los valores $\sigma_{int,S}$ y $\sigma_{int,K}$ asumiendo errores Gaussianos, resulta en los valores de resolución espacial intrínseca de nuestros detectores, que se exponen en la tabla 4.10. A

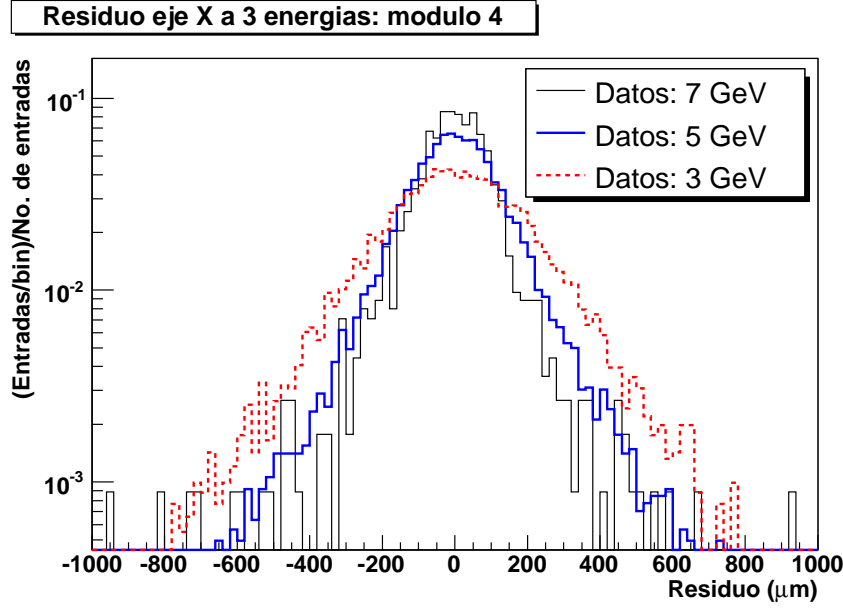


Figura 4.26: Superposición de los residuos de las trazas rectas reconstruidas en runes sin convertidor, con número de entradas total de los histogramas normalizados a la unidad. Se muestra el lado S del módulo 4 como ejemplo. Se aprecia la anchura creciente de los residuos debido a la dispersión Coulombiana.

Tabla 4.8: Anchura de la Gaussiana principal de las distribuciones de residuos para los cuatro módulos del STD1. Lados S y K.

Módulo	σ_{res} lado S (μm)		
	7 GeV/c	5 GeV/c	3 GeV/c
0	19.4 ± 0.4	20.3 ± 0.2	22.3 ± 0.4
1	13.0 ± 0.2	13.0 ± 0.1	13.5 ± 0.2
2	12.5 ± 0.2	12.6 ± 0.1	14.0 ± 0.2
3	19.8 ± 0.4	20.2 ± 0.2	23.1 ± 0.4

Módulo	σ_{res} lado K (μm)		
	7 GeV/c	5 GeV/c	3 GeV/c
0	58 ± 1	58.4 ± 0.6	60.4 ± 0.6
1	33 ± 2	38.3 ± 0.3	39.2 ± 0.4
2	36 ± 1	37.4 ± 0.4	39.1 ± 0.5
3	57 ± 1	57.4 ± 0.6	61.2 ± 0.6

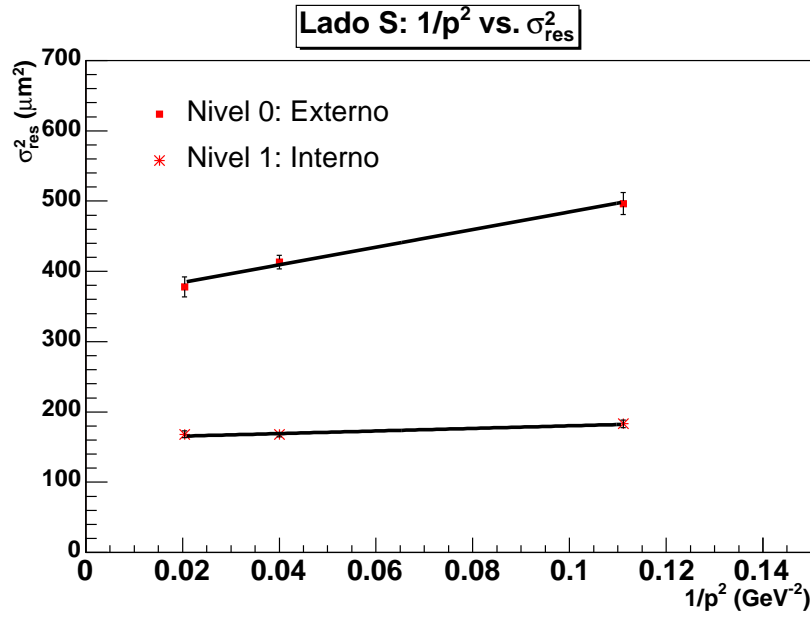


Figura 4.27: Relación entre σ_{res}^2 y $1/p^2$ para tres valores de p , en el lado S . Se muestran los ajustes de los módulos 1 y 2.

Tabla 4.9: Valores empleados en la ecuación 4.9 para cada módulo. Lados S y K .

Módulo	$\sigma_{res,0}$	$\sigma_{ajuste,ref}$	$\sigma_{int,ref}$	$\sigma_{int,S}$
0	18.0 ± 0.3	15.22	10	9.9 ± 0.2
1	11.9 ± 0.2	6.54	10	10.0 ± 0.1
2	11.9 ± 0.2	6.52	10	10.0 ± 0.1
3	18.8 ± 0.3	15.38	10	10.2 ± 0.2

Módulo	$\sigma_{res,0}$	$\sigma_{ajuste,ref}$	$\sigma_{int,ref}$	$\sigma_{int,K}$
0	55.0 ± 1.0	45.65	30	30.4 ± 0.5
1	37.4 ± 0.4	19.64	30	31.4 ± 0.3
2	38.0 ± 0.4	19.57	30	31.9 ± 0.3
3	53.4 ± 1.2	46.10	30	29.9 ± 0.6

estos valores se les ha aplicado una corrección de $-0.27 \mu\text{m} \pm 0.08 \mu\text{m}$ debida al bremsstrahlung (obtenido por Montecarlo), que interviene ensanchando ligeramente la distribución de los residuos, por dispersión del electrón. Los errores sistemáticos más relevantes son los asociados a las variaciones de temperatura para el lado S (ver [4]); y a diferencias entre el alineamiento en diferentes periodos así como variaciones intrínsecas entre los módulos del STD1 para el lado K (ver método anterior). Los resultados son compatibles con los del método anterior.

Tabla 4.10: Resolución espacial intrínseca de los módulos del STD con el método de la dependencia residuo-momento.

Lado	$\sigma_{int} \pm \Delta\sigma_{est} \pm \Delta\sigma_{sist}(\mu\text{m})$
S	$9.73 \pm 0.07 \pm 0.11$
K	$30.1 \pm 0.2 \pm 0.8$

Discusión

La resolución espacial obtenida para los módulos del STD probados es compatible con lo esperado y usado en la simulación general de AMS-02, es decir, unas $10 \mu\text{m}$ para el lado S del detector de silicio y unas $30 \mu\text{m}$ para el lado K. Esto ha sido verificado por dos métodos distintos y confirma los resultados anteriores [14, 4]. En esta determinación, el lado K es el más dominado por errores sistemáticos. Esto se debe a las fluctuaciones en el nivel de ruido bruto mencionados en la sección anterior, que inducen mayores diferencias entre los módulos. Las resoluciones referidas son las que habitualmente se citan y denominan como “óptimas”, pero es cierto que existe una contribución importante (hasta $\sim 30\%$ en el lado S) de una segunda Gaussiana en las distribuciones de los residuos. El origen de ésta se halla en el modo en el que se construyen los clusters. El hecho de coger las dos pistas con mayor carga puede dar lugar a errores en la elección de la pista adecuada, si la partícula pasa cerca de una de ellas (figura 4.28, derecha). Esto trae como consecuencia una cola en el residuo como se muestra igualmente en la figura 4.28. El efecto es más visible en el lado S por la menor distancia entre pistas. En los estudios que siguen se ha modificado la simulación para incorporar este efecto. En la figura 4.29 se comparan los residuos obtenidos para datos y simulación, como ejemplo del acuerdo de la misma.

4.4.5. Resolución en momento

La resolución espacial observada y discutida en la sección anterior permite fijar los parámetros más adecuados para la simulación efectiva del detector.

Para este estudio, se han utilizado runes a 3 y 7 GeV/c, con el campo magnético activado y el convertidor fuera de la línea del haz. Los cortes efectuados sobre la muestra son:

- Un corte geométrico para seleccionar electrones de la zona principal del haz (ángulo polar $< 5 \text{ mrad}$; punto inicial de la traza a menos de 3 cm del eje medido del haz).
- Un $\chi^2/ndof < 50$. De este modo, se pueden eliminar sucesos con interacciones inelásticas en el interior del STD2 que desvíen la trayectoria de la partícula.
- Presencia de un impacto en el primer y último nivel (longitud de la traza $\simeq 105 \text{ cm}$), para garantizar un óptimo error en la medida de la curvatura, a través de la longitud máxima de la traza.

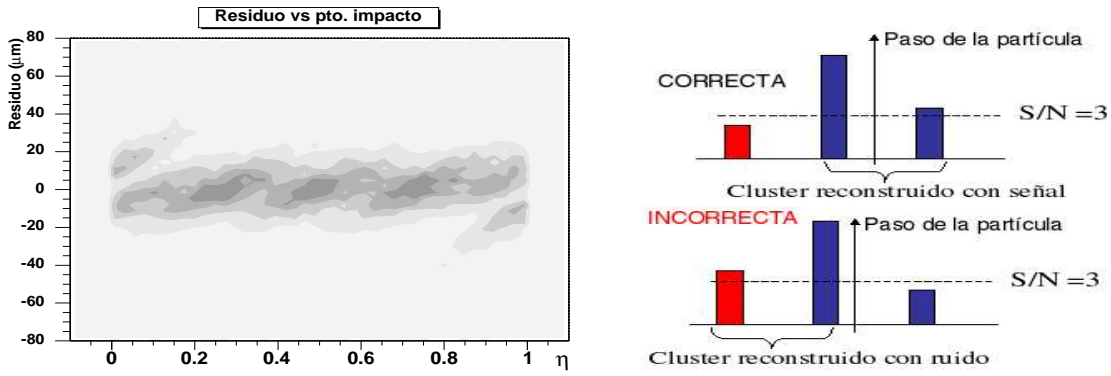


Figura 4.28: Izquierda, residuo en función del punto de impacto en el lado S, para el módulo 1. Dicho punto se ha determinado con la predicción de la traza usando los demás módulos. Se puede observar la acumulación de colas en las cercanías de las pistas (valores $\eta = 0$ y $\eta = 1$) y su distribución lineal. Derecha, ejemplo ilustrativo de cómo se forma la segunda gaussiana del residuo.

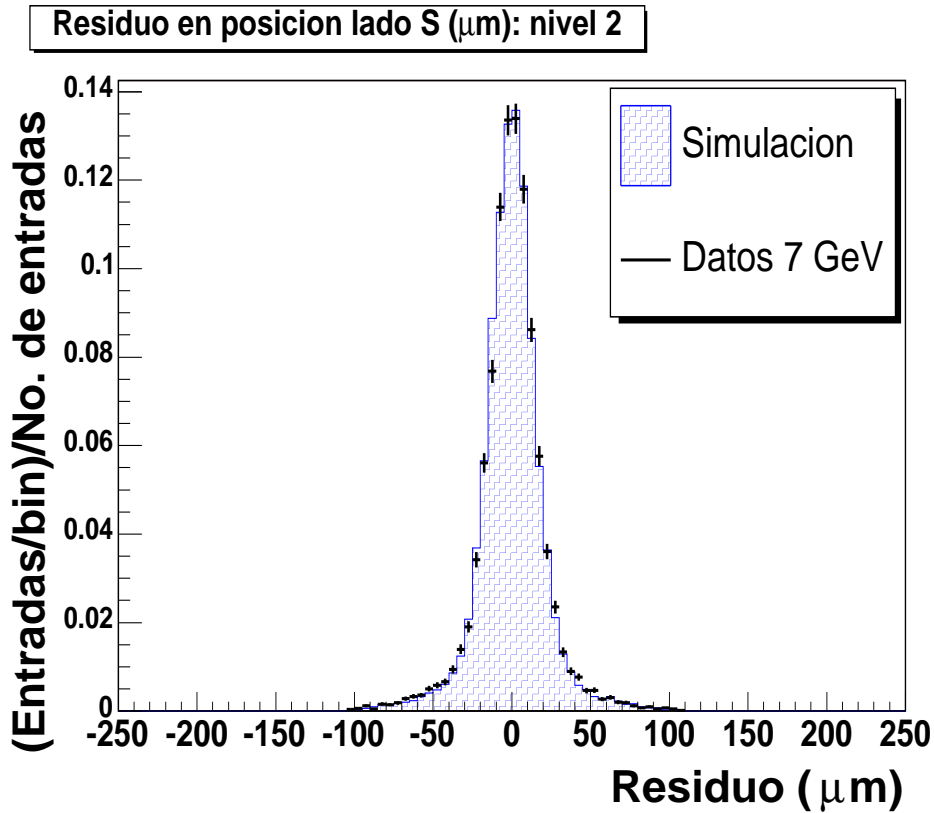


Figura 4.29: Comparativa de simulación y datos para datos a 7 GeV.

- Requisito de energía registrada en el ECALD $> 0.6 E_{haz}$.

Un detector de trazas tiene como expresión genérica de su resolución en momento (en condiciones en que las pérdidas de energía de la partícula son pequeñas):

$$\frac{\Delta p}{p} = K_1 p \oplus K_2 \quad (4.10)$$

La primera contribución es la intrínseca a un detector de resolución espacial fija que mide el momento de una partícula a través de la curvatura de su trayectoria. La segunda contribución proviene del efecto de dispersión Coulombiana y el error en el valor de referencia del momento (error en el momento del haz).

En la figura 4.30 se muestra un ejemplo de la distribución p_{haz}/p_{rec} para simulación y datos, a 7 GeV/c. En la tabla 4.11 se resumen los resultados del ajuste a la distribución $\Delta p/p$ para distintos valores del momento del haz. El error es el asociado al ajuste de la Gaussiana en torno al máximo. Estos resultados también se resumen en la figura 4.31, donde se ha añadido un punto en la simulación a 5 GeV. Los efectos de los cortes sobre la muestra a 7 GeV se enseñan en la figura 4.32.

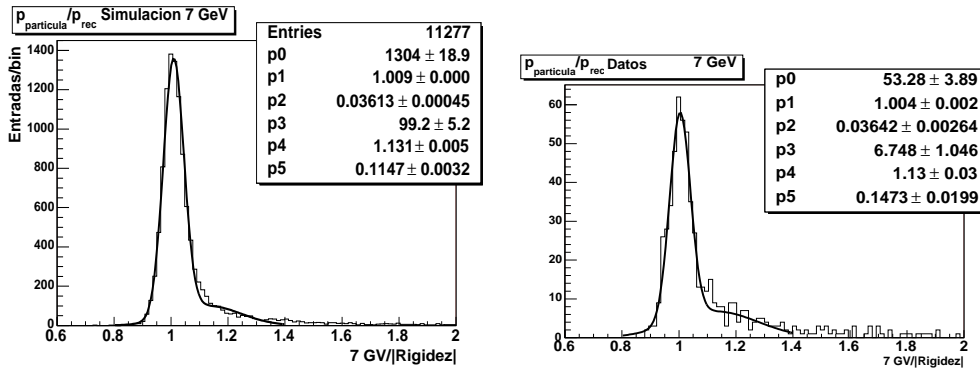


Figura 4.30: Distribución de p_{haz}/p_{rec} para 7 GeV en simulación y datos. Sobreimpuesto un ajuste a 2 Gaussianas.

Tabla 4.11: Valores de $\Delta p/p$ a distintas energías.

Momento del haz(GeV/c)	Simulación (%)	Datos (%)
7	3.61 ± 0.04	3.64 ± 0.13
5	3.45 ± 0.05	-
3	3.34 ± 0.04	3.25 ± 0.15

Introduciendo los valores en la ecuación 4.10, en la hipótesis de que las pérdidas energéticas en el material atravesado por la partícula son despreciables se obtiene:

$$\frac{\Delta p}{p} = (2.6 \pm 0.6) \times 10^{-3} p \oplus (32 \pm 2) \times 10^{-3} \quad (4.11)$$

Este resultado indica que la resolución a estas energías está dominada por la componente constante, concretamente por el efecto de la dispersión Coulombiana. La incertidumbre en la energía del haz es del orden de $\sim 0.5\%$, que en cuadratura es un porcentaje pequeño del componente constante total.

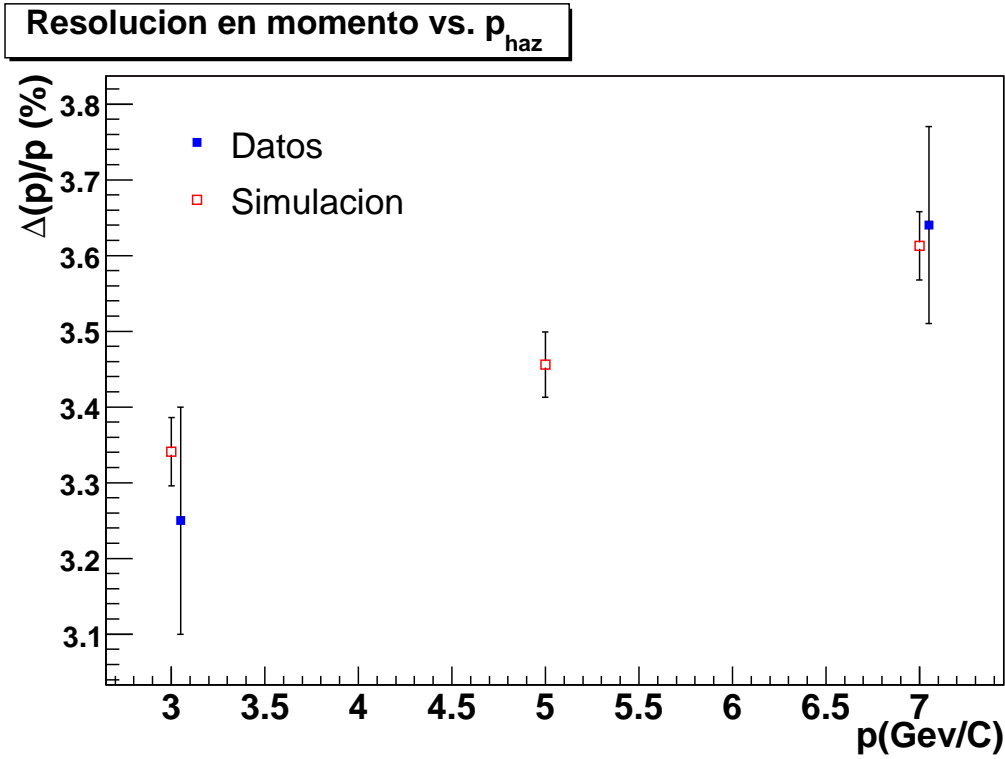


Figura 4.31: Relación entre la resolución en momento y el momento del haz.

Se pueden comparar estas distribuciones para las simulaciones de la prueba sobre haz y la configuración final del detector AMS-02. Para ello, se ha utilizado un campo magnético de doble intensidad y se ha reducido la densidad de los materiales de soporte para aproximarse a las condiciones del detector de vuelo. Eliminando los sucesos con fotones energéticos emitidos por bremsstrahlung, los gráficos de $p_{\text{haz}}/p_{\text{rec}}$ quedan como muestra la figura 4.33.

Discusión

La resolución $\Delta p/p$ determinada en esta prueba está en buen acuerdo con lo obtenido por la simulación, en torno al $\sim 3.5\%$ para el rango de energía considerado.

El error estadístico es dominante en estas medidas dado que el número de runes sin convertidor pero con campo magnético fue limitado, y la operación en coincidencia con el ECALD durante esta toma de datos no fue del 100%.

La extrapolación “ideal” de este resultado a la configuración de vuelo da como resultado una resolución en torno al $\sim 1.6\%$, en razonable acuerdo con lo que se predice mediante la simulación detallada de AMS-02. El motivo principal para esta diferencia es la presencia de un campo magnético más intenso en el detector final, puesto que la resolución depende de esta intensidad según:

$$\Delta(1/p) = \frac{\Delta p}{p^2} = \frac{\Delta C}{0.3 \cdot qB} \sim 1/B \quad (4.12)$$

donde C es la curvatura de la traza, y las unidades son GeV, Teslas y metros.

Estos resultados y el acuerdo entre las simulaciones nos dan una garantía sobre la validez de las mismas.

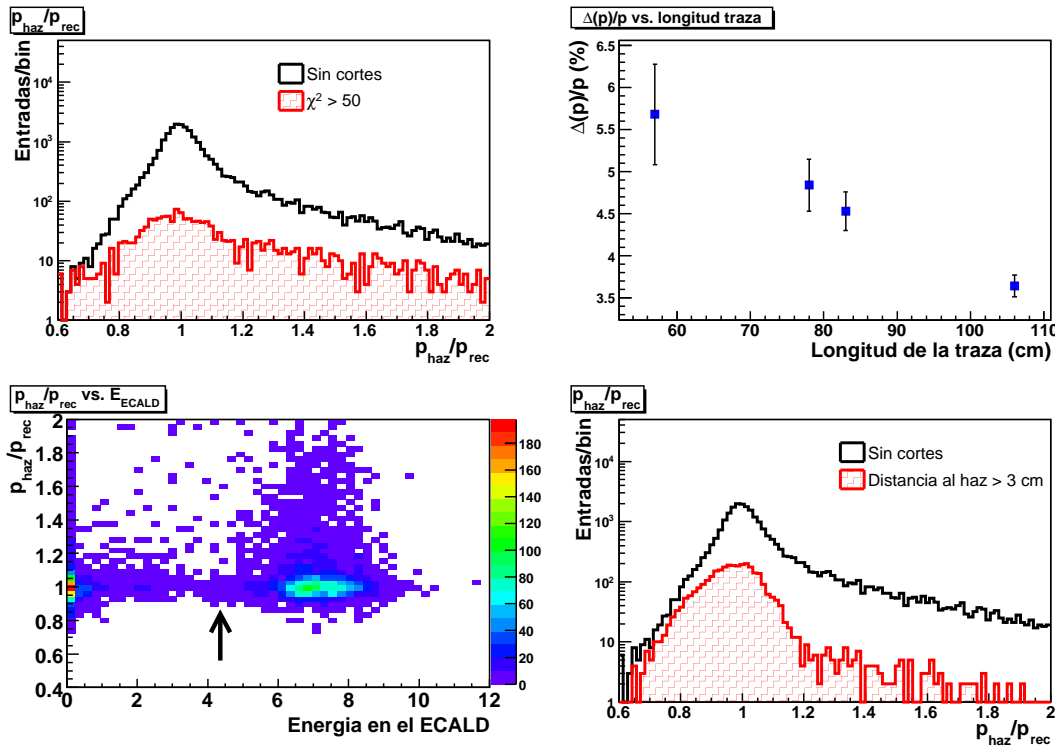


Figura 4.32: Cortes para la resolución en momento.

4.4.6. Sucesos con convertidor

El grueso de las medidas de esta prueba la conforman runes en los que el campo magnético se hallaba activado y el convertidor se había situado en la línea del haz. En primer lugar, se verán algunas de las características generales de estos sucesos y la muestra de interés para el estudio de las resoluciones en sucesos con fotones.

Emisión de fotones y sucesos de 3 trazas

El espesor del convertidor de tungsteno (1 mm) supone unas 0.3 longitudes de radiación. Una vez emitido el fotón, éste tendrá una cierta probabilidad de convertirse dependiendo del recorrido que le reste, siguiendo la ley [18]:

$$P(x) = 1 - \exp\left(-\frac{7}{9}x/X_0\right) \quad (4.13)$$

siendo X_0 la longitud de radiación del tungsteno, y x el espesor a atravesar. Esta probabilidad es de ~ 0.2 para la longitud del convertidor.

El par electrón-positrón resultante de la conversión, junto con el electrón original del haz, si su momento transversal es bajo y no sufren ninguna interacción intermedia importante, formarán tres trazas en el STD2 (figura 4.12, ejemplo *C*). De este tipo de sucesos se reconstruyen las características del fotón emitido y del electrón original, y se comparan con la dirección y energía originales proporcionadas por el haz y el STD1.

Para minimizar el efecto de la producción de múltiples fotones, se tomaron runes a 3 energías: 3, 5 y 7 GeV para cubrir los rangos de < 3 , $3 - 5$ y > 5 GeV respectivamente.

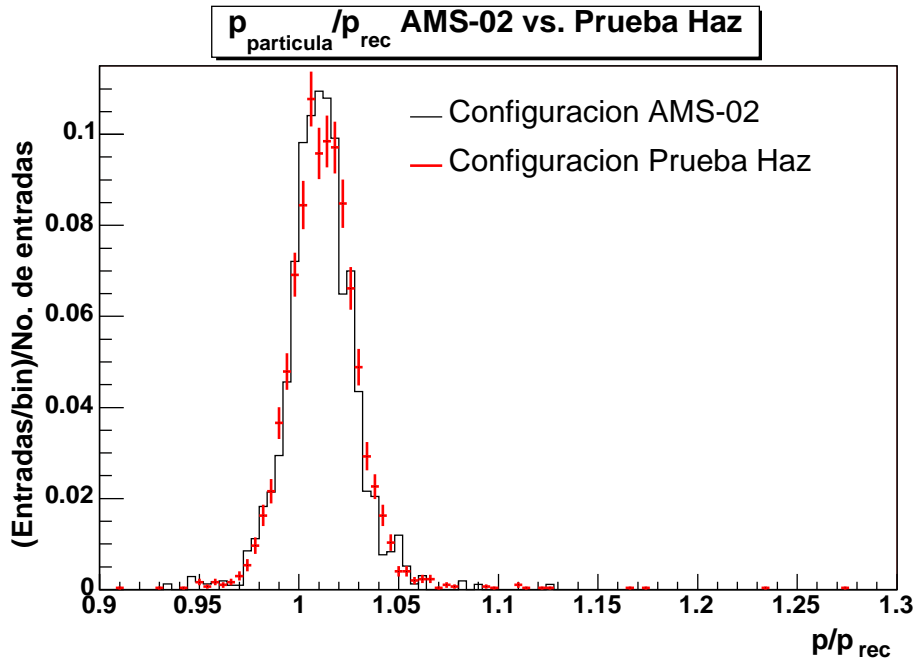


Figura 4.33: Distribución de $p_{particula}/p_{rec}$ para 7 GeV en las simulaciones de la prueba de haz y en la simulación completa del detector.

Dentro de cada suceso de tres trazas, la identificación del electrón del haz se hace por criterios energéticos, tanto en la simulación como en los datos, para tener resultados comparables. Las simulaciones Montecarlo indican que en el $\sim 80\%$ de los casos, el fotón ha dado lugar a la traza positiva y a la negativa menos energética.

Selección.

A continuación se detalla la selección realizada:

- **Única traza en el STD1** (para la resolución angular).
- **Tres trazas en el STD2 con carga total -1.** Se define el signo total del vértice, como la suma de los signos de las rigideces² de sus trazas componentes. De este modo, un suceso ideal para este estudio será aquél que tenga signo -1, al implicar la existencia de una traza positiva (el positrón del par) y dos negativas (el electrón del par y el electrón original del haz). Otras combinaciones con esta carga son demasiado improbables para tenerlas en consideración (5 o más trazas). En la figura 4.34 se muestra la composición relativa de sucesos en función de su carga total. Se han seleccionado sólo aquellos sucesos en los que se ha reconstruido más de una traza. Predominan aquellos con dos trazas (cargas pares) sobre los sucesos de tres trazas (cargas impares) por efecto de la aceptación. Las diferencias que se observan entre datos y simulación son debidas a las ineficiencias en el lado K, que ya se hicieron patentes en la sección 4.4.3. El menor número de impactos conlleva un menor número de trazas por suceso y, por tanto, una menor cantidad de sucesos de carga -1. Esto ha sido subsanado parcialmente con la inclusión de los impactos virtuales.

²Se recuerda la definición de rigidez $R = p/Z$.

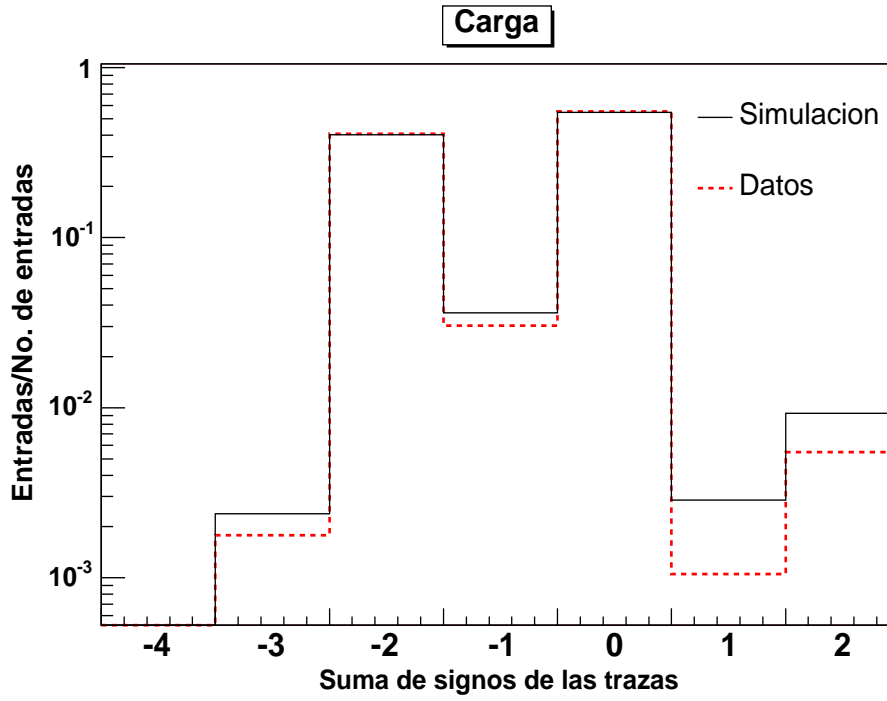


Figura 4.34: Signo total de los runes con convertidor.

- **Masa invariante $< 0.2 \text{ GeV}/c^2$.** Se realiza un corte razonablemente seguro en masa para garantizar que los sucesos de tres trazas provienen del mismo suceso bremsstrahlung-conversión, y no tengamos piones dentro de las tres trazas. De este modo también se eliminan aquellos sucesos cuyas trazas han experimentado alguna interacción en su camino desde el convertidor.

La comparación de la masa invariante de los vértices de 3 trazas entre simulación y datos se muestra en la figura 4.35. En ella se puede apreciar un acuerdo razonable. Las pequeñas discrepancias se deben a incertidumbres en la extrapolación del campo magnético varios cm en dirección -Z (hacia el principio del haz) debido a la inexistencia de información del mismo en esta zona.

- **Ángulo del haz $< 5 \text{ mrad}$** para evitar coger partículas en el halo del haz, o bien trazas que hayan sido construidas deficientemente.
- **Selección de sucesos “simples”**, es decir, en los que no haya tenido lugar el paso de un segundo electrón durante la adquisición del suceso en cuestión, como se indicó en la sección 4.2.3. Esto se realiza a través de una palabra de estatus que se guarda con el suceso.

4.4.7. Resolución energética para fotones

Debido a que no se dispone de información directa del fotón emitido en el convertidor por el electrón del haz, se utiliza la simulación Montecarlo para comparar con las previsiones para AMS-02. Este uso está amparado por el buen acuerdo entre simulación y datos en las siguientes pruebas:

- Resolución espacial y cantidad de material simulados usando la información obtenida en la sección 4.4.4.

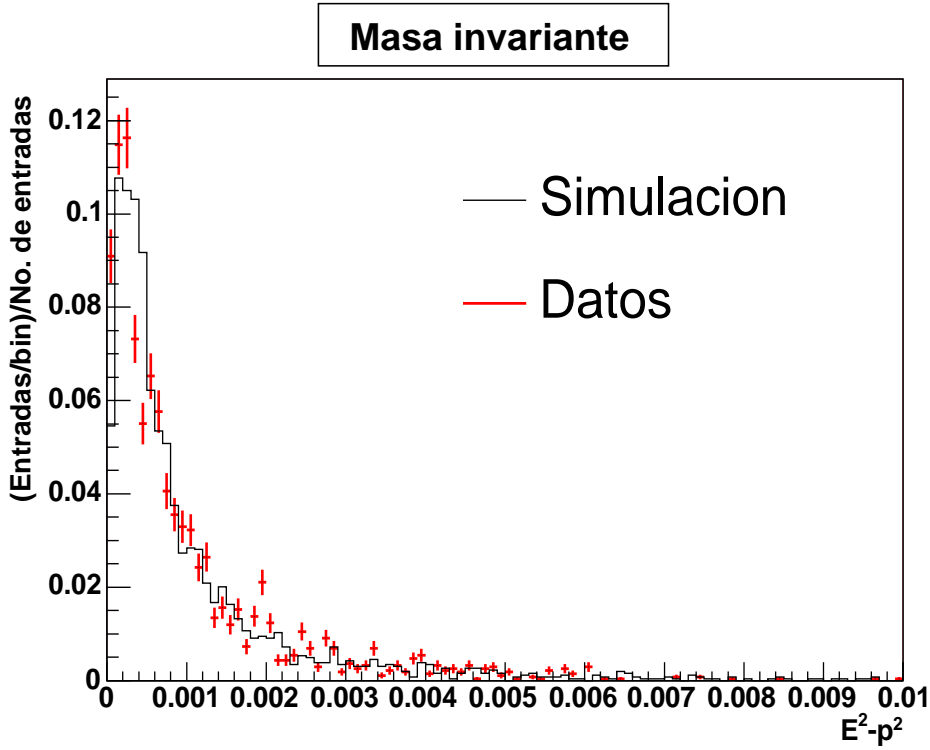


Figura 4.35: Masa invariante al cuadrado de los sucesos de 3 trazas y carga total -1.

- Resolución en momento entre datos y simulación Montecarlo (sección 4.4.5).
- Razón Q_1 entre el momento del haz $p[haz]$ y la energía total del vértice (sumando el momento asociado a cada una de las tres trazas). Figura 4.36.

$$Q_1 = \frac{p[haz]}{p[e^+] + p[e^-] + p[e_{haz}^-]} \quad (4.14)$$

- Razón Q_2 entre la suma de los momentos del par electrón-positrón y el momento del haz menos el del otro electrón (electrón “original” del haz). Figura 4.37.

$$Q_2 = \frac{p[e^+] + p[e^-]}{p[haz] - p[e_{haz}^-]} \quad (4.15)$$

Utilizando esta simulación validada, podemos estimar directamente la energía de los fotones reconstruidos. El resultado se muestra en la figura 4.38 junto con las previsiones para AMS-02 del STD y el ECAL, donde el eje y es:

$$\sigma(E)/E = \frac{p[e^+] + p[e^-] - p[\gamma]}{p[\gamma]} \quad (4.16)$$

siendo $p[\gamma]$ el momento del fotón original y $p[e^+], p[e^-]$ los momentos de las trazas componentes. Por el mismo motivo expuesto arriba para la resolución en momento (comparar con las previsiones de AMS-02) se ha dividido por un factor dos el valor de $\sigma(E)/E$ de la simulación de la prueba en haz. El error dominante en este caso viene dado por el error estadístico en la determinación de la resolución en momento por traza (figura 4.31).

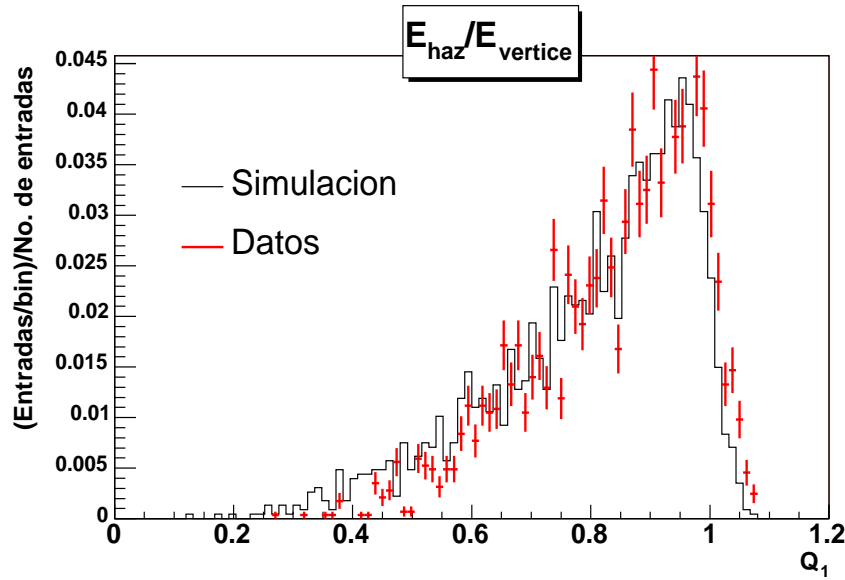


Figura 4.36: Distribuciones de Q_1 (ecuación 4.14) para un haz a 7 GeV en simulación y datos.

4.4.8. Resolución angular para fotones

Se define resolución angular a una determinada energía del rayo gamma al ángulo que contiene el 68 % de las direcciones reconstruidas alrededor de la dirección de incidencia (como se vio en el capítulo 3). Los resultados de la simulación y los datos se muestran en la figura 4.39 para varias energías. En el mismo gráfico, se incluyen las previsiones de la simulación Montecarlo para AMS-02 del STD del capítulo 3.

Hay que señalar que en este caso se trabaja en la hipótesis de colinealidad entre el fotón y el electrón incidente. De este modo, podemos usar la traza del STD1 como dirección de incidencia del fotón, a comparar con la dirección reconstruida a partir de los vectores momento del par electrón-positrón. El ángulo formado por la traza del STD1 y el vector momento del par (incluyendo la definición de σ_{68}) se muestra en la figura 4.40.

Los errores sistemáticos han sido los dominantes en el análisis de la resolución angular, como puede comprobarse en el resumen de la tabla 4.12. Las contribuciones más importantes provienen del error cometido al considerar la dirección del fotón como paralela a la del haz y el efecto de la dispersión Coulombiana. Estos sistemáticos se han determinado usando la simulación Montecarlo. Para el primero se ha estudiado el residuo angular de la dirección del haz respecto a la dirección reconstruida en el STD1. Para el segundo se analiza el residuo angular de la dirección del fotón respecto a la dirección del haz. Otras contribuciones son de menor importancia relativa y se han hallado incluyendo errores en la simulación basados en los datos reales (resultados del alineamiento, modificando las hipótesis sobre el campo magnético, etc.).

4.5. Resumen

El estudio de los datos obtenidos en estas pruebas sobre haz nos permite llegar a las siguientes conclusiones:

- La **resolución espacial de los módulos** confirma los resultados de pruebas anteriores. Esto significa que el lado S del detector tiene una resolución intrínseca de unas 10 μm en el lado S

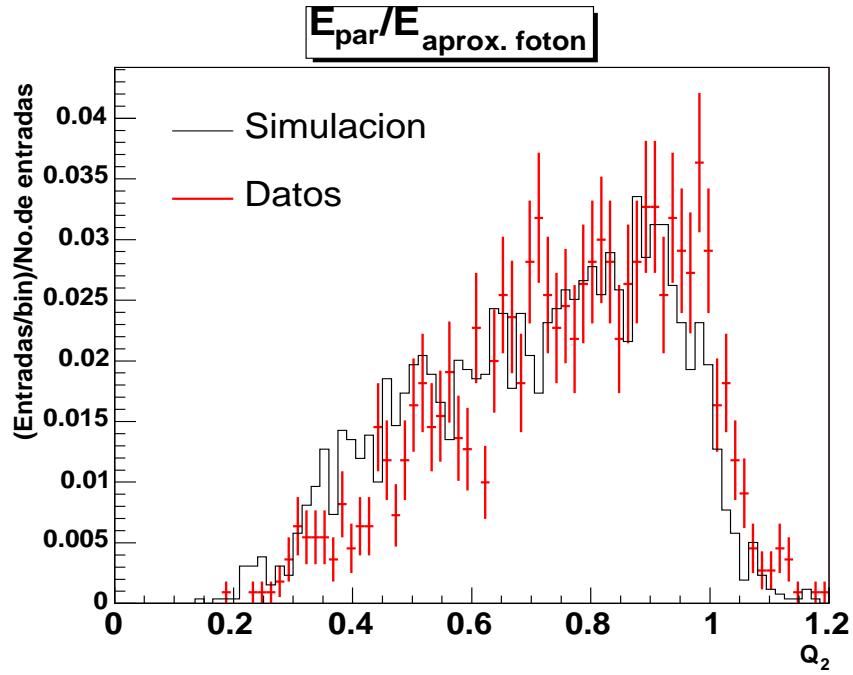


Figura 4.37: Distribuciones de Q_2 (ecuación 4.15) para un haz de 7 GeV en simulación y datos. El momento del fotón se ha inferido a partir de la diferencia entre el momento nominal del haz y el momento del electrón más energético.

y 30 μm en el lado K. Si se incluyen los efectos de una asignación errónea del segundo canal por ruido, la resolución es de 15 y 34 μm respectivamente.

- La **resolución en momento de la configuración del prototipo del STD** es del orden de $\sim 3.5\%$ a estas energías y compatible con una resolución de $\sim 1.6\%$ en la configuración de AMS-02.
- La **resolución energética** para fotones en el intervalo e 1 a 6 GeV es $\sim 4\%$, usando la simulación basada en los resultados de estas pruebas. También es compatible con los resultados de AMS-02.
- La **resolución angular** obtenida para fotones en el intervalo de 1 a 6 GeV es compatible con la simulación de AMS-02, del orden de unas pocas décimas de grado.

Tabla 4.12: Estimación de errores para la determinación de la resolución angular.

Efecto	Simulación ($^\circ$)	Datos ($^\circ$)
Dispersión Coulombiana	± 0.044	± 0.044
Haz y fotón no paralelos	± 0.043	± 0.043
Traza escogida errónea	-0.0025	-0.0025
Incertidumbre res. espacial	-	< 0.0009
Alineamiento	-	< 0.002
Extrapolación de \vec{B}	-	< 0.01
Estadístico	± 0.001	± 0.002

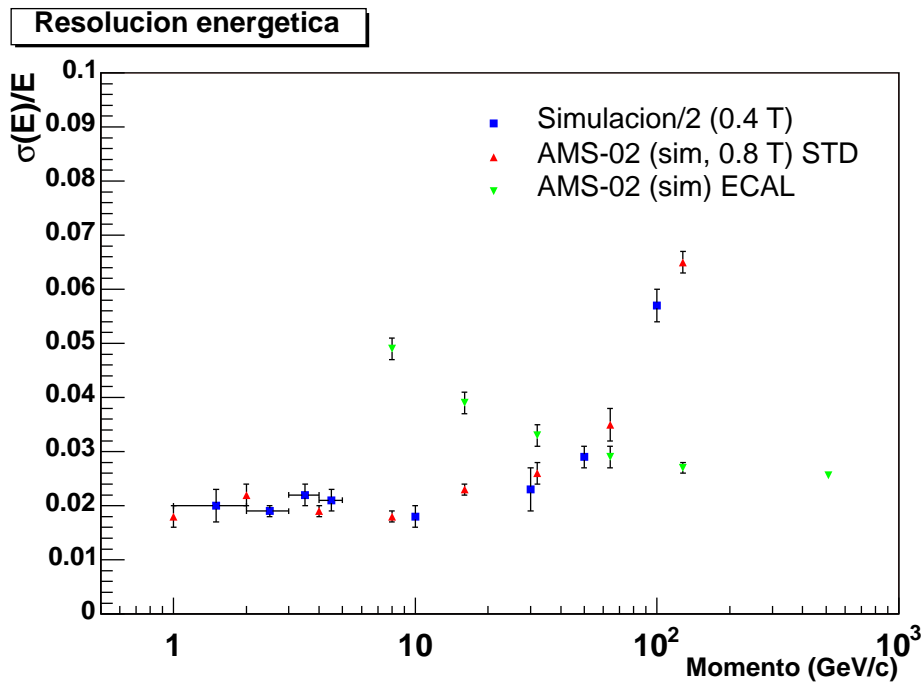


Figura 4.38: Resolución energética para fotones. Se muestran la resoluciones obtenidas en el estudio Montecarlo del capítulo 3 y el resultado de la simulación de la prueba en haz, basado en los resultados de dicha prueba (ver texto). El factor 1/2 proviene de la extrapolación al detector final donde el campo magnético va a ser de doble intensidad.

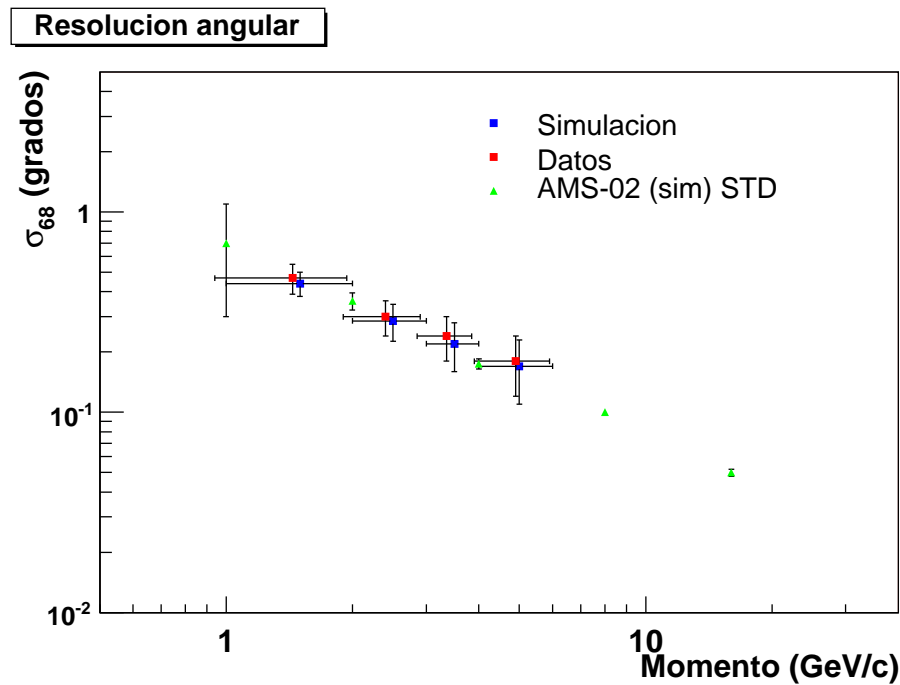


Figura 4.39: Resolución angular σ_{68} medida para la muestra total de datos, en función del momento reconstruido de los fotones. Se muestran también los resultados de la simulación de la prueba en haz y del detector total (utilizando trazas perpendiculares)

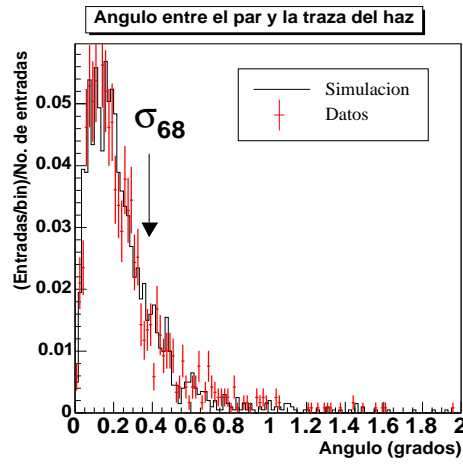


Figura 4.40: Ángulo entre la dirección del haz (medida en el STD1) y la dirección reconstruida con el vértice electrón-positrón, para datos con momentos reconstruidos entre 1 y 2 GeV. Se muestra también la medida del σ_{68} .

Asimismo estas pruebas han permitido probar los prototipos de tarjetas de reducción de datos, sus algoritmos y los protocolos de comunicación.

Algunos problemas han sido identificados:

- Existen ineficiencias en impactos reconstruidos del orden de $\sim 5 - 10\%$ por módulo. Las razones de las mismas se pueden encontrar en el prototipo del código de reconstrucción y los problemas de ruido con la fuente de alimentación. Gracias a la experiencia adquirida este programa ha podido ser depurado en versiones sucesivas hasta la versión actual. Asimismo, el problema de la fuente fue identificado y solucionado para evitarse en el futuro.
- El ajuste a la distribución de los residuos de los impactos en cada plano presenta una segunda Gaussiana con un peso significativo ($\sim 10 - 30\%$) que es atribuible al error en la asignación de pistas cuando la partícula ha pasado cerca de una de ellas.

El primer punto es directamente abordable corrigiendo el algoritmo de acuerdo a los resultados vistos. El segundo punto, que puede tener consecuencias para la resolución angular, ha sido incluido dentro de la simulación, aunque se ha comprobado que las degradaciones que provoca en la resolución son pequeñas.

Bibliografía

- [1] Paolo Maestro, tesis doctoral presentada en el INFN Universidad de Siena (2003).
- [2] Loic Girard, tesis doctoral presentada en la Universidad de Saboya LAPP-T-2004-12 (2004)
- [3] Alpat,B. et al. NIM A 240(2005)121
- [4] Alpat,B. et al. en preparación.
- [5] Sevilla,I. et al. Proc. Bienal RSEF, Orense(2005)51
- [6] Alcaraz,J.; Sevilla,I. et al. en preparación.
- [7] Brun,P. & Rosier-Lees, S. AMS Note 2005-12-01
- [8] Simon,D.J.; Durieu,L. PS/PA Note 93-21
- [9] Fernow,R. *Introduction to experimental particle physics* Ed. Cambridge (1986)
- [10] Daniel Grosjean, tesina presentada en la Universidad de Ginebra (2004).
- [11] Leo,W.R. *Techniques for nuclear and particle physics experiments* Ed. Springer-Verlag (1987)
- [12] Zurbach,C. AMS Note 2005-09-03
- [13] Agostinelli,S. et al. NIM A 506(2003)250
- [14] Alpat,B. et al. NIM A439(2000)53
- [15] Moritz,M. DESY-THESIS-2002-009; <http://www-library.desy.de/cgi-bin/show-prep.pldesy-thesis-02-009>
- [16] Turchetta,R. NIM A 335(1993)44
- [17] Particle Data Group Phys.Lett.B 592(2004)
- [18] Barnet,R.M. et al. Phys.Rev.D 54(1996)1

Capítulo 5

Astronomía gamma de alta energía

5.1. Introducción

La radiación cósmica que llega a la atmósfera y que detectará AMS está constituida en más de un 99.99 % por partículas cargadas. No obstante, la pequeña fracción restante, los rayos gamma de alta energía, tiene un enorme interés para el campo de la astrofísica de partículas. La razón principal es la **información direccional** de este tipo de radiación. Los rayos cósmicos cargados en cambio, pierden la trazabilidad a sus fuentes originales por los poco conocidos e irregulares campos magnéticos intra e intergalácticos y las enormes distancias de propagación. Así pues se pueden conocer directamente los generadores de estos fotones de altísima energía y estudiarlos en el contexto de otras informaciones conocidas de los objetos de los que proceden, obtenidas a partir de información de otras zonas del espectro, o por el estudio de las condiciones de su entorno por ejemplo. La astronomía gamma concierne a los fenómenos más violentos y energéticos del universo.

Este campo, sin embargo, no carece de dificultades observacionales, lo que ha hecho que se haya convertido en la tópicamente llamada “última ventana del espectro electromagnético”. No ha sido hasta hace poco menos de 15 años que se ha convertido en un campo plenamente desarrollado.

Caben destacar los siguientes puntos entre los retos que ha de superar cualquier detector de rayos gamma:

- La opacidad de la atmósfera a esta longitud de onda ha impedido cualquier observación hasta los años 60. Como se detalla en la próxima sección, esto ha llevado al desarrollo de ingeniosas técnicas para la detección en tierra y a la instalación de observatorios en órbita.
- El importante fondo de rayos cósmicos cargados. A pesar de que los rayos gamma poseen unas características muy claras, la enorme proporción de protones y electrones frente a ellos puede arruinar una señal potencial si el factor de rechazo no es suficiente.
- El espectro diferencial $d\phi/dE$ de tipo no térmico, sigue una ley de potencias proporcional a E^{-2} aproximadamente. Los flujos esperados en este régimen son débiles, por debajo de los 10^{-10} erg/cm²/s. Son necesarias por tanto largas exposiciones y/o superficies de detección.

Una posible clasificación [1] de los objetivos científicos del campo es:

- **Origen de los rayos cósmicos.** Históricamente se trata de una de las primeras motivaciones para el estudio de esta banda de energía. Si bien el espectro y composición de los rayos cósmicos están cada vez mejor estudiados, su origen y mecanismo de aceleración no se conocen con total certeza. La emisión de gammas de alta energía se relaciona con escenarios donde las partículas cargadas son aceleradas o donde éstas interactúan con el medio, como se describe más adelante.

- **Física y astrofísica de flujos relativistas.** La mayor parte de los fenómenos más violentos y energéticos del universo están ligados a flujos de plasma relativistas. Esto incluye púlsares, remanentes de supernova, estallidos de rayos gamma (*Gamma Ray Bursts* o *GRBs*), galaxias de núcleo activo y microcuásares entre otros. En ellos, la emisión gamma de alta energía aparece de una u otra manera. El estudio del espectro no térmico de estas fuentes puede revelar importantes pistas sobre los procesos que tienen lugar en estos exóticos objetos y sobre cuál es realmente la teoría subyacente.
- **Cosmología y física fundamental.** En estos aspectos, son destacables las búsquedas de señales indirectas de materia oscura, el corte en los espectros de blázares, rayos gamma provenientes de desintegraciones de rayos cósmicos ultrapesados (defectos topológicos, partículas reliquia pesadas) o el horizonte de rayos gamma.

Algunos de estos aspectos se desarrollarán en las próximas secciones, en particular, aquellos que ofrecen perspectivas de observación para AMS (capítulo 6).

La medida de rayos gamma combinada con información en otras longitudes de onda, proporciona datos sobre el espectro y las distribuciones de las partículas aceleradas, los campos electromagnéticos y sobre la distribución de gas y su densidad.

5.2. Origen de los rayos gamma de alta energía

Los mecanismos de producción estándar de rayos gamma se esquematizan en la figura 5.1.

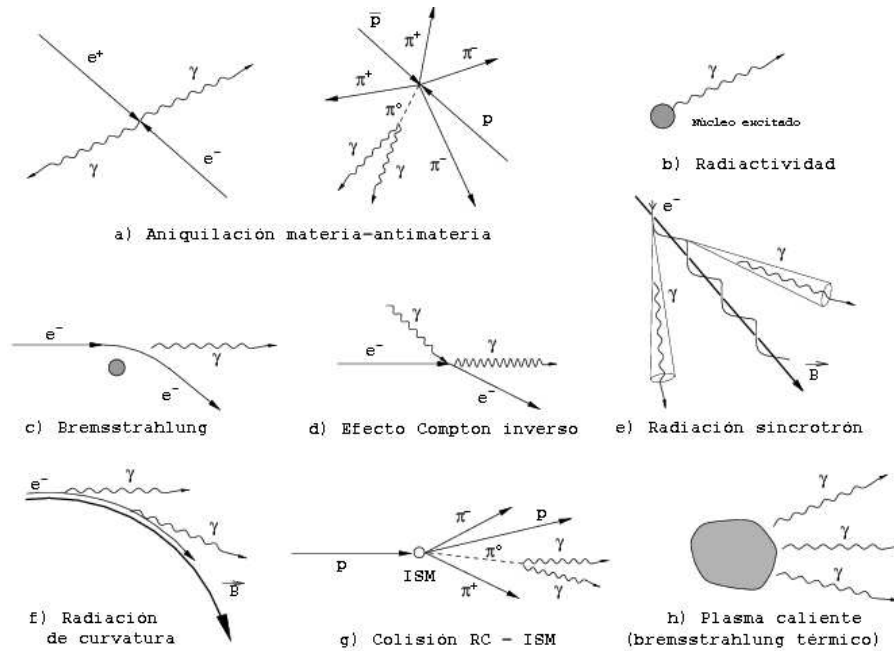


Figura 5.1: Mecanismos de emisión de rayos gamma [2].

La aniquilación de pares (a), la emisión radiactiva (b) y la emisión térmica de plasmas (h) tienen relevancia para las misiones de observación de rayos gamma de baja energía y rayos X. En cuanto a los demás, su importancia es variable a partir de los 30 MeV:

- El **bremsstrahlung** o radiación de frenado de los electrones al interactuar con el campo eléctrico de los átomos del medio, es relevante hasta los pocos cientos de MeV. Concretamente, este mecanismo domina en la radiación difusa de la Galaxia por debajo de los 100 MeV.
- El **efecto Compton inverso** consiste en la producción de rayos gamma a partir de la dispersión de fotones de baja energía con electrones relativistas. Es una fuente de rayos gamma importante a muy alta energía, tanto para objetos puntuales como para la emisión difusa. La **radiación sincrotrón**, aunque predomina en la zona de radiofrecuencia, es relevante aquí puesto que a menudo puede proveer de los fotones “ambientales” que sirven de blanco para estos electrones.
- La **fotoemisión de piones neutros** proviene de la interacción de rayos cósmicos con átomos del medio interestelar. El producto de la interacción incluye mesones π^0 que se desintegran con alta probabilidad en dos fotones. Este proceso es el que domina la radiación difusa por encima de los 100 MeV. También se piensa que pueda tener lugar en fuentes puntuales como supernovas de tipo *shell* y en los chorros de los AGNs (núcleos de galaxias activos).

5.3. Observatorios de rayos gamma

Las técnicas experimentales de la astronomía gamma están limitadas por el hecho de que los fotones a esta energía no pueden ser focalizados ni reflejados (además del problema de la opacidad atmosférica). Para energías en el rango 0.5–30 MeV la detección es problemática por varios motivos: la baja sección eficaz de la interacción de fotones en este intervalo, las bajas energías depositadas, la compleja cinemática que dificulta la reconstrucción del suceso y los fondos MeV locales por interacción de cósmicos. Sin embargo, el interés de los fenómenos a esta energía, incluyendo GRBs, llamaradas solares o la nucleosíntesis de elementos pesados, ha llevado a desarrollar complejos detectores con gran éxito hasta la fecha (COMPTEL [3], INTEGRAL [4]).

A energías mayores de 30 MeV, el mecanismo físico de detección es la conversión en pares electrón-positrón (figura 5.2). El aprovechamiento de este proceso podrá ser por detección de trazas o calorimetría, dependiendo del tipo de detector. Esta región energética de los rayos gamma es la que nos concernirá a partir de ahora, por ser la más relevante para AMS.

La clasificación principal de los detectores de radiación cósmica gamma de alta energía es la que distingue a los observatorios en tierra de los satélites. Asimismo, esta clasificación se corresponde aproximadamente al rango de energía observado por cada tipo, aunque detectores de próxima generación como AMS, GLAST o las actualizaciones de MAGIC y HESS eliminarán esta distinción. Antes de repasar los experimentos pasados, presentes y futuros en este campo, conviene señalar las características de cada una de estas dos categorías generales.

5.3.1. Detectores en el espacio

Fueron los pioneros en observar el espectro electromagnético en la banda gamma. Los primeros experimentos consistieron en pequeños satélites autónomos con cámaras de chispa y contadores de anticoincidencia para vetar los partículas cargadas. Durante la década actual, el sistema principal de detección de trazas ha pasado a ser un detector de estado sólido y un calorímetro electromagnético para la medida de la energía. La configuración de algunos experimentos espaciales pasados y futuros se muestra en la figura 5.3.

Las características más relevantes se resumen como sigue:

- **Rango de energía observado: 30 MeV-30 GeV** (la llamada *banda de alta energía* de los rayos gamma). El límite superior viene marcado por la estadística acumulada, y el inferior aparece al disminuir la predominancia de la creación de pares.

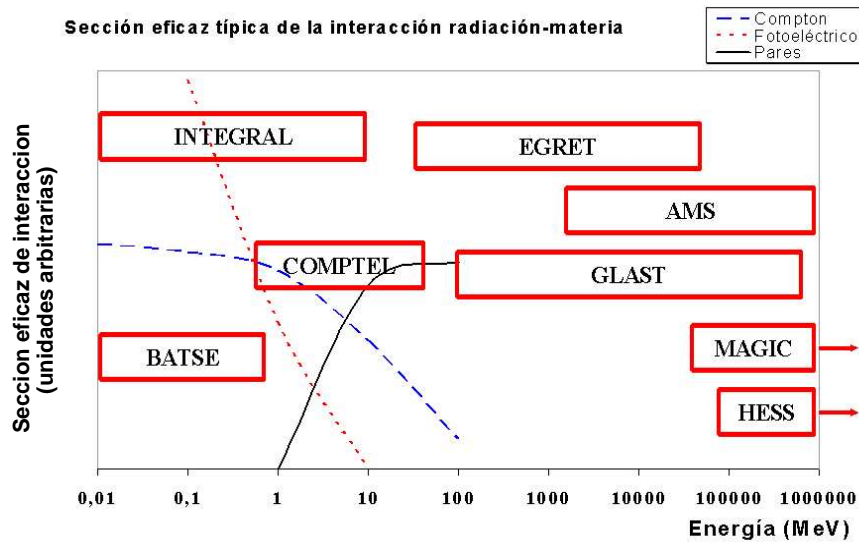


Figura 5.2: Sección eficaz relativa para procesos de interacción de radiación-materia para rayos X y rayos γ . Se señalan también los rangos de energía abarcados por varios observatorios pasados, presentes y futuros.

- **Área efectiva:** $0.05 - 1 \text{ m}^2$.
- **Resolución angular:** $\lesssim 0.01^\circ$. Este parámetro ha mejorado mucho a pesar de ser más pobre que en otras ramas de la astrofísica. La precisión de los detectores de estado sólido ha sido determinante en esta mejora.
- **Resolución energética:** $\sim 5 \%$. Esto garantiza una buena calidad en los espectros medidos.
- **Campo visual:** $\sim 2 \text{ sr}$ que supone tener una amplia visión de la esfera celeste en cada momento. Esto es especialmente importante para la observación de fenómenos transitorios como los *flares* de galaxias activas o los estallidos de rayos gamma.
- **Fácil rechazo del fondo de cósmicos cargados** gracias al contador de anticoincidencia.

También es interesante destacar otras consideraciones fuera del ámbito del rendimiento científico como el coste de los proyectos espaciales o la casi imposibilidad de hacer reparaciones en órbita.

5.3.2. Detectores en tierra

Durante los años 70 y 80 se desarrollaron nuevos conceptos para la detección de rayos gamma de alta energía desde tierra. En la próxima sección se darán algunos detalles sobre los sistemas desarrollados y sobre cómo los llamados telescopios Cherenkov se han convertido en la opción más interesante hasta el momento para energías muy altas. He aquí las características de estos últimos:

- **Rango de energía observado:** **30 GeV-varios TeV** (la llamada *banda de muy alta energía* de los rayos gamma). El límite superior viene marcado, una vez más, por la estadística acumulada. En cuanto al inferior, empiezan a aparecer importantes problemas de fondo a menos de 100 GeV, a medida que disminuye la intensidad de la señal Cherenkov.
- **Área efectiva:** $\sim 10^4 - 10^5 \text{ m}^2$. Gracias a la extensión lateral de la cascada, es posible recoger la luz Cherenkov de rayos gamma que llegan a la atmósfera sobre un área muy extensa.

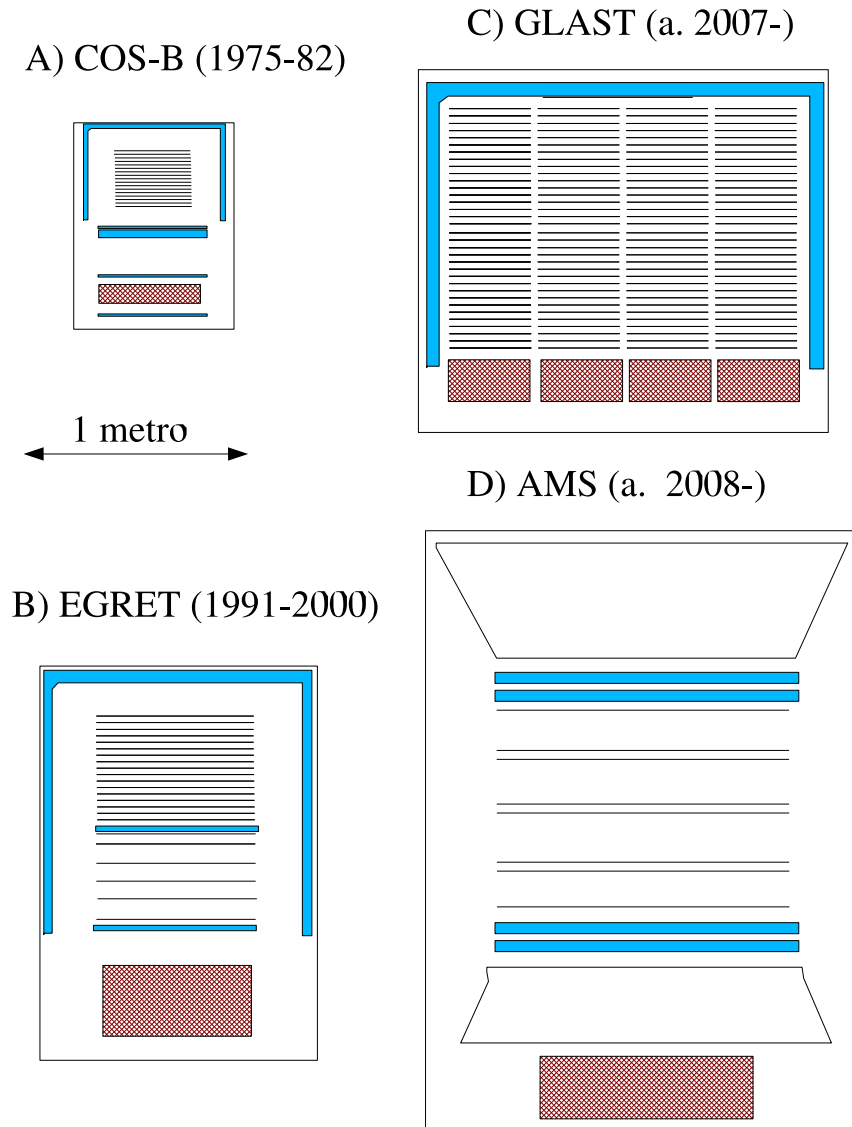


Figura 5.3: Esquema de detectores en el espacio (aproximadamente a escala). En negro se muestran los niveles de detector de trazas (el número de niveles no es el real). En rojo, los sistemas calorimétricos para la medida de la energía. En azul, los sistemas de disparo de sucesos y de anticoincidencia. Nótese la ausencia de este último en el caso de AMS (existe pero no para vetar el trigger). Los observatorios COS-B y EGRET estaban constituidos por varios planos de cámaras de chispa, mientras que los de AMS y GLAST son detectores de silicio.

- **Resolución angular:** $\lesssim 0.1^\circ$.
- **Resolución energética:** $\sim 20\%$.
- **Campo visual:** $\sim 10^{-3}\text{sr}$. En este sentido las dificultades de hacer muestreos generales o búsquedas de fenómenos transitorios son mayores, dado el pequeño campo visual.
- **Rechazo del fondo de cósmicos cargados complejo.** Se discrimina el fondo de protones usando las variables adecuadas sobre la forma de la imagen de la cascada. La utilización de un sistema de detectores en observación estereoscópica mejora la separación.

5.3.3. Experimentos de astronomía gamma

Los inicios

Las primeras observaciones científicas tuvieron lugar por parte del pequeño satélite OSO-III [5] en 1967 con el que se descubrió la emisión del plano galáctico. Posteriormente SAS-2 [6] en 1972 lo confirmaría [7]. Éste último detectó también las señales de las tres fuentes puntuales “permanentes” más intensas: los púlsares del Cangrejo, Vela [8] y Geminga. También se obtuvieron estudios más detallados de la emisión difusa extragaláctica [9]. En 1975, el satélite COS-B [10] produjo, tras sus siete años de operación, el primer mapa celeste de la banda de alta energía del espectro gamma, hasta ~ 1 GeV. Destaca entre sus resultados la detección de 25 fuentes puntuales por encima de los 300 MeV [11] incluyendo cinco con contrapartidas en otras bandas de energía.

Detectores en tierra y los primeros telescopios Cherenkov

Los éxitos desde el espacio espolearon el desarrollo de la instrumentación y técnicas de análisis para la detección desde tierra, en la banda de muy alta energía. La idea es la utilización de la propia atmósfera como calorímetro puesto que el rayo gamma incidente desarrolla una cascada electromagnética de gran extensión. Se han utilizado dos procedimientos para inferir las características del fotón: el **muestreo de las partículas** de la cascada y el **muestreo de luz Cherenkov** generada por la misma.

Con el primer sistema, muones, electrones y gammas de baja energía son registrados por matrices de centelleador. Es el caso, por ejemplo, de los detectores Tibet [12] y CASA-MIA [13] entre otros. La extensión de estas matrices más o menos regulares alcanza decenas de miles de metros cuadrados, para aprovechar al máximo el frente de la cascada. La altura sobre el nivel del mar es también importante para captar el frente durante su máxima extensión. El límite inferior de energía suele estar en las pocas decenas de TeV y es por ello que sólo la detección marginal de la nebulosa del Cangrejo [14, 15] haya tenido éxito. Un sistema alternativo ha sido adoptado por MILAGRO [16] en el que se utiliza una masa de agua para medir la radiación Cherenkov de las partículas de la cascada, que es recogida por fotomultiplicadores en el interior de la piscina. A pesar de gozar de una gran aceptación angular y una excelente fracción de tiempo útil ($\sim 90\%$), la resolución angular y el factor de rechazo son pobres.

El muestreo de la luz Cherenkov emitida por la cascada en la atmósfera, en cambio, ha demostrado ser mucho más fructífera. El muestreo del frente de onda del pulso Cherenkov ha logrado la detección de la nebulosa del Cangrejo y poner límites superiores a la emisión de otras fuentes (HEGRA-AIROBICC [17], GRAAL [18], STACEE [19], CELESTE [20]). La técnica de formación de imágenes con los llamados *telescopios de imagen de radiación Cherenkov atmosférica* (IACTs), ha revolucionado el panorama de este campo. En la figura 5.4 se muestra un esquema de un telescopio Cherenkov de formación de imagen. Se utilizan varios espejos para concentrar la luz Cherenkov sobre una cámara de fotomultiplicadores. La imagen obtenida en la cámara a partir de la luz de

distintos puntos de la cascada proporciona información acerca de su dirección de incidencia y energía, alcanzando resoluciones angulares por debajo de 0.1° en los telescopios de última generación, y resoluciones energéticas de $\sim 15\%$ a 1 TeV. Los problemas principales de esta técnica derivan del fondo. Por un lado, el nivel de ruido nocturno del cielo, que puede atajarse con un detector mayor, o una electrónica rápida. Por otro el rechazo del fondo hadrónico, ya que los rayos cósmicos cargados también generan cascadas atmosféricas y, por consiguiente, luz Cherenkov. La utilización de varios parámetros basados en la forma e intensidad de las imágenes sirve para discriminar las cascadas inducidas por fotones. En los últimos años, la técnica de observación estereoscópica con varios telescopios a la vez observando la misma cascada, ha demostrado resultar de gran utilidad, y es la solución planteada para los detectores de próxima generación. El umbral de los telescopios Cherenkov se sitúa en torno a $\lesssim 100$ GeV para los detectores actuales.

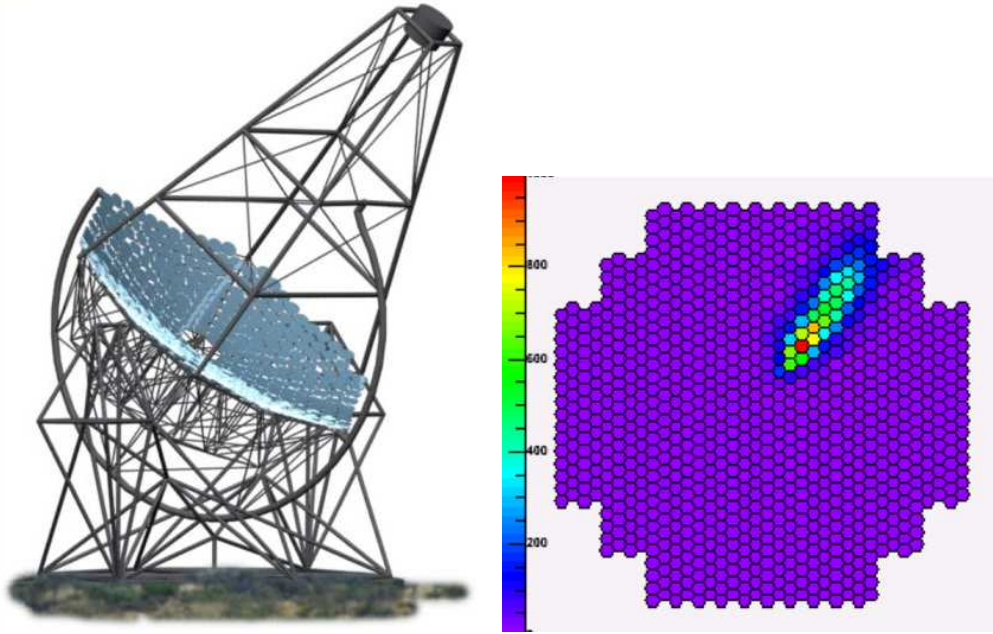


Figura 5.4: Aspecto de un telescopio Cherenkov típico (izquierda), en este caso, perteneciente al sistema HESS [35]. A la derecha, un ejemplo de un suceso gamma captado por la cámara de PMTs de uno de los telescopios.

Los primeros resultados positivos de esta técnica comenzaron a verse a mediados de la década de los 80, cuando el telescopio Whipple midió la señal no pulsada de la nebulosa del Cangrejo con una significancia de 5.6σ [21] a energías superiores al TeV. La mejora en la instrumentación y el análisis fue incrementando paulatinamente la calidad de la señal, hasta los 20σ en 30 horas de datos [22]. En los 90, HEGRA [23] desde La Palma y CANGAROO [24] en Australia confirmaron los resultados para esta fuente. A día de hoy, una treintena de fuentes ha sido ya identificada con esta técnica.

EGRET

En 1991, el primer gran observatorio espacial de rayos gamma fue puesto en órbita con éxito: el CGRO (*Compton Gamma Ray Observatory*) [25]. Entre sus cuatro instrumentos principales, figuraba EGRET (*Energetic Gamma Ray Experiment Telescope*), diseñado para el estudio de fotones entre 20 MeV y 30 GeV. Los resultados recogidos durante los casi 10 años de operación constituyen actualmente la referencia de gran parte de la astronomía gamma de alta y muy alta energía. Los

otros tres detectores de CGRO se especializaban en la banda de rayos gamma de baja energía (0.75 – 30 MeV, COMPTEL), en rayos X duros (OSSE) y en el estudio de GRBs (BATSE).

El diseño de EGRET se presenta en la figura 5.5. La dirección del rayo gamma se determina a partir del par electrón-positrón convertido en el interior de la cámara de chispas, en alguna de las placas de conversión entre las mismas. La energía es reconstruida mediante el calorímetro de NaI. Un sistema de centelleadores provee el disparo de la toma de datos y el contador de anticoincidencias elimina el fondo de partículas cargadas.

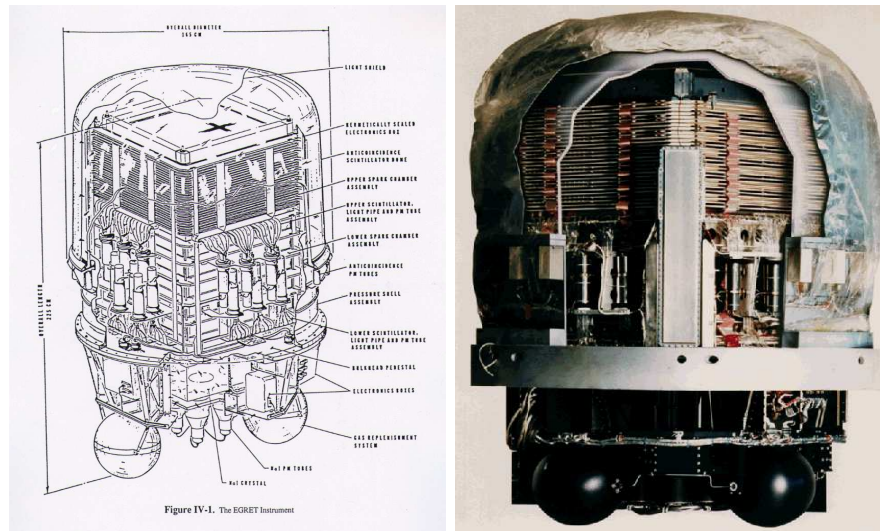


Figura 5.5: Esquema y fotografía del detector EGRET a bordo del CGRO [25].

Los resultados más importantes se resumen en los siguientes puntos:

- Confirmación de la naturaleza galáctica de los rayos cósmicos [26].
- Catálogo de más de 250 fuentes puntuales, muchas aún no caracterizadas [27].
- Blázares como fuentes extragalácticas [28].
- Identificación de emisión pulsada gamma por primera vez de un púlsar silencioso en radio [29].
- Medida de la cola del espectro energético de varios GRBs [30].
- Medida precisa del espectro difuso galáctico y extragaláctico [31, 32].

En la figura 5.6 se muestra una proyección del cielo con el conjunto de fuentes que constituyen el tercer catálogo de EGRET.

Estado actual y próximos experimentos

Entre los telescopios Cherenkov pueden destacarse dos observatorios en cada hemisferio: MAGIC [33] y VERITAS [34] (norte); HESS [35] y CANGAROO-III [36] (sur). Todos ellos están publicando sus primeros resultados y están en proceso de ampliación para mejorar sus cualidades de sensibilidad y umbral energético.

En cuanto a los próximos detectores en el espacio, los que cubrirán el rango de los rayos gamma de alta energía serán el observatorio GLAST [37], el satélite italiano AGILE [38] y AMS, como parte de su operación de medida de rayos cósmicos.

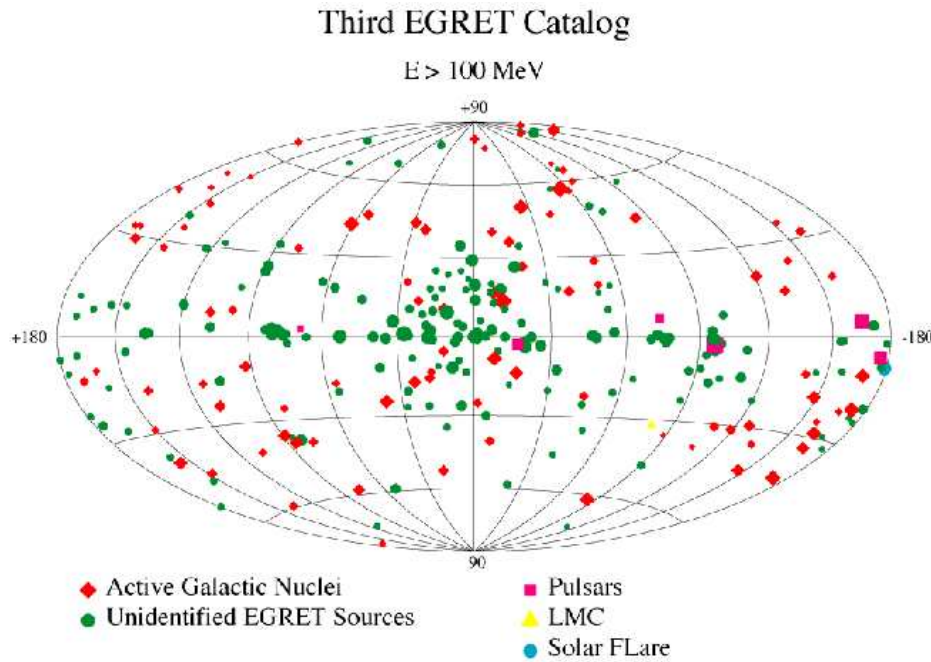


Figura 5.6: Distribución en coordenadas galácticas de las fuentes incluidas en el tercer catálogo de EGRET. De [25].

- AGILE, consiste en un pequeño instrumento similar en prestaciones a EGRET, y pretende cubrir el lapso temporal hasta la puesta en marcha de GLAST, en el rango de energía 30 MeV - 30 GeV. Tiene una estructura similar a éste, con un detector de silicio seguido de un calorímetro y un sistema de veto. Además dispone de capacidad de medida de rayos X. Destaca su amplio campo visual, un área efectiva un factor 2 menor que EGRET y una buena resolución angular.
- GLAST es el experimento sucesor de EGRET y contará con 16 “torres” constituidas por un detector de trazas (planos de silicio intercalados con convertidores de tungsteno) y un calorímetro de CsI. Su característica más destacable es un incremento notable tanto en área efectiva como en resolución respecto a EGRET, que permitirá mejorar su sensibilidad en un factor 20.

En las tablas 5.1 y 5.2 se resumen las características de varios de los experimentos más relevantes pasados y futuros.

En la actualidad, entre las cuestiones más sobresalientes en este campo, destacan [39]:

- El hallazgo de numerosas fuentes nuevas en el plano Galáctico por los telescopios de HESS y MAGIC.
- Los estudios detallados de fuentes Galácticas, incluyendo una en el centro de la Galaxia por parte de HESS y MAGIC.
- El descubrimiento de 4 nuevos AGNs por parte de HESS y otro por parte de MAGIC.
- La detección por vez primera de emisión difusa a muy alta energía, por parte de Milagro.

Tabla 5.1: Tabla comparativa de algunos de los experimentos de telescopios Cherenkov en funcionamiento.

Experimento	MAGIC	HESS	CANGAROO-III
Área efectiva pico (cm^2)	5×10^4	10^5	10^5
E_{umbral} (GeV)	70	100	100
Resolución angular	0.1°	0.1°	0.1°
Resolución energética	15 %	15 %	15 %
Campo visual	4°	5°	3°
Sensibilidad integrada ($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, > 100 GeV, 50h)	3×10^{-11}	10^{-11}	10^{-11}

Tabla 5.2: Tabla comparativa de algunos de los observatorios de rayos gamma desde el espacio (proyectados).

Experimento	EGRET	GLAST	AMS-02 (ECAL)	AMS-02 (STD)
Área efectiva pico (cm^2)	1300	10000	3000	500
Intervalo energético (GeV)	0.03-30	0.03-300	2-1000	1-300
Resolución angular (10 GeV)	0.5°	0.12°	2.5°	0.1°
Resolución energética (10 GeV, $\sigma(E)/E$)	12 %	7 %	2 %	3 %
Campo visual	0.6 sr	2.4 sr	0.4 sr	1.6 sr
Sensibilidad integrada ($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, > 10 GeV, 1 yr, 5σ)	1.2×10^{-8}	1.5×10^{-10}	1.2×10^{-8}	6×10^{-9}

5.4. Resumen de temas de física destacados

Para concluir este capítulo, en las próximas secciones se detallan algunos de los casos de física más relevantes en el campo de la astronomía gamma de alta energía y cómo AMS-02 puede contribuir en su estudio. En el capítulo 6 se detallan las perspectivas del experimento para algunos de estos casos con mayor profundidad.

Remanentes de supernova y aceleración de rayos cósmicos

Entre las hipótesis más asentadas para el origen de los rayos cósmicos figuran los remanentes de supernova. En términos de balance energético, podrían ser las fuentes principales de los mismos hasta los $\sim 3 \cdot 10^{15}$ eV.

Las partículas (leptones y nucleones) eyectadas por la supernova serían aceleradas en las ondas de choque por el llamado mecanismo difusivo de Fermi de primer orden. El espectro resultante sigue una ley de potencias. Los electrones así acelerados emitirían radiación de alta energía por bremsstrahlung (dominante a energías más bajas), y por efecto Compton inverso (a energías más altas). La interacción de los protones acelerados con una nube molecular cercana, por ejemplo, podría dar lugar a emisión sub-TeV por colisión con los átomos de la nube y posterior desintegración de los π^0 que resultaran de la interacción.

Observaciones de rayos X en la remanente SN1006 con el satélite ASCA [40] junto con otras observaciones posteriores en RX1713.7-3946 y Cas A apuntaron hacia la existencia de electrones de ~ 100 TeV emitiendo radiación sincrotrón. El posterior hallazgo de emisión TeV en estas fuentes, por los experimentos CANGAROO-II, HEGRA y HESS, consistente con Compton inverso, confirmaron el hallazgo.

Sin embargo, la evidencia de la aceleración de protones todavía no es concluyente. Sólo recientemente [41], el experimento HESS ha obtenido un detallado mapa del remanente RX1713.7-3946, en la que aparece un incremento en la emisión gamma en la zona donde la nube molecular vecina es más densa. Esto podría explicarse por la presencia de un componente de emisión por desintegración de π^0 .

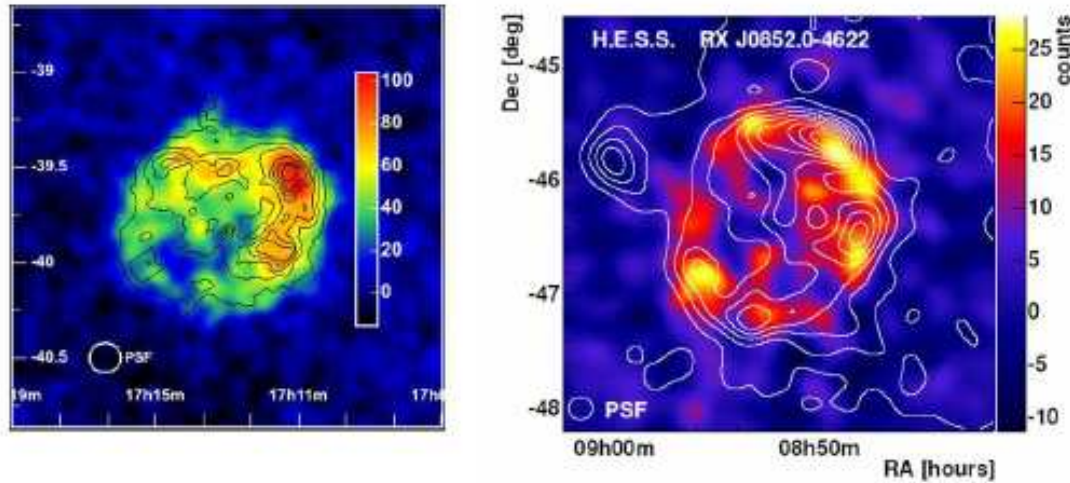


Figura 5.7: Mapas de cuentas (rayos gamma) y de contornos de intensidad (rayos X) para los restos de supernova RXJ1713.7-3946 (izquierda) y RXJ0852.0-4622 (derecha). Se puede apreciar un incremento de la emisión gamma en la zona noroeste, que coincide con la región de interacción de la remanente de supernova con una nube molecular cercana. Esto podría estar apuntando a la aceleración hadrónica de partículas en la remanente [41].

La observación de emisión GeV con alta resolución angular, como la de AMS, en regiones de este tipo complementaría el espectro gamma total, aportando información sobre la posible componente hadrónica.

Púlsares y pleriones

Estos objetos constituyen uno de los grupos identificados más importantes del catálogo EGRET. Se trata de estrellas de neutrones muy compactas (unos pocos kilómetros de diámetro), que quedan como resto tras la supernova de una estrella masiva. La conservación del momento angular conlleva que la rotación de estas estrellas tenga un periodo muy pequeño, del orden de varias decenas de milisegundos en las primeras etapas de su vida. Asimismo, la conservación del flujo magnético de la estrella progenitora conduce a campos magnéticos en la superficie de $\sim 10^{12}$ T. Los haces de radiación que se observan a varias longitudes de onda (hasta rayos X), son consecuencia de la emisión sincrotrón de las partículas cargadas arrancadas de la estrella de neutrones y que escapan por las líneas de campo magnético en los polos. A cada paso del polo en su rotación por nuestro campo visual, obtenemos una “pulsación” de esta radiación, con un periodo extraordinariamente

regular.

La emisión pulsada en rayos gamma proviene de las partículas cargadas en la magnetosfera del púlsar. Las partículas rotan de manera solidaria con las líneas de campo, de acuerdo con la condición de equilibrio de fuerzas:

$$\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} = 0 \quad (5.1)$$

En estas condiciones no existe aceleración de las partículas. Sin embargo, a radios r del eje de rotación que cumplen $|\vec{\Omega} \times \vec{r}| > c$ (más allá del llamado *cilindro de luz*) es imposible mantener este equilibrio, puesto que implicaría que las partículas se movieran más rápido que c . Por tanto, aquellas partículas en las líneas de campo que escapan al cilindro de luz pueden ser aceleradas e iniciar procesos de generación de gammas.

Dos modelos pugnan por explicar los mecanismos de esta emisión, así como sus características espectrales (figura 5.8), según la región donde tenga lugar la aceleración descrita en el párrafo anterior.

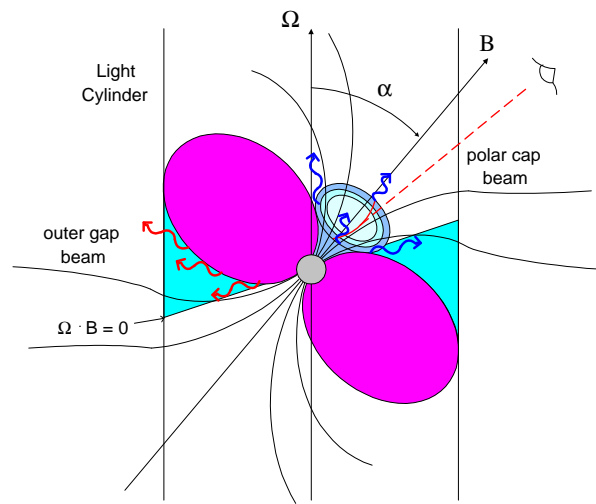


Figura 5.8: Modelos para el mecanismo de emisión gamma de alta energía de un púlsar [42].

- El llamado modelo *polar cap* [43] defiende que los fotones gamma observados provienen del desarrollo de cascadas electromagnéticas inducidas por pares electrón-positrón cerca de los polos del púlsar. Éstos a su vez han sido creados a través de la interacción de gammas primarios aún más energéticos con los rayos X ambientales en el seno del intenso campo magnético (mecanismo de conversión magnética). Los gammas primarios aparecen por emisión de curvatura o efecto Compton inverso de los electrones acelerados. El recorrido libre medio para la conversión magnética se comporta según:

$$\lambda \propto \frac{1}{b_\theta \exp(b_\theta E_\gamma)} \quad (5.2)$$

donde $b_\theta = B \sin(\theta)$ siendo B la intensidad del campo magnético, θ el ángulo entre el fotón y la línea de campo; y E_γ la energía del fotón. Así que de manera natural aparece en el espectro el llamado *corte superexponencial* cuando la energía es muy alta y λ se hace muy grande (figura 5.9).

Las características espectrales y energéticas de la emisión predichas [44] así como el corte espectral a altas energías [45] están en razonable acuerdo con las observaciones de EGRET, aunque no explica adecuadamente los perfiles del pulso [46].

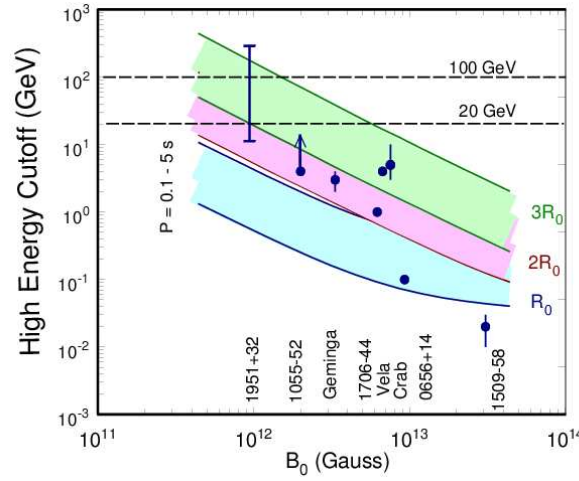


Figura 5.9: Valores del corte superexponencial calculados para los espectros de varios púlsares bajo el modelo de polar cap [47]. En el eje de las abscisas se marca la intensidad del campo magnético en la superficie.

- El modelo *outer gap* [48] propugna que la radiación gamma proviene de las regiones exteriores desde la última línea de campo abierta, donde la intensidad del campo magnético es mucho menor. Las partículas cargadas aceleradas emiten radiación de curvatura gamma, produciendo pares por interacción con los rayos X térmicos ambientales. Estos pares darán lugar a los fotones gamma observados por procesos de Compton inverso, radiación de curvatura y emisión sincrotrón más Compton inverso.

En este caso, el corte en el espectro se debe a la energía máxima de los electrones primarios simplemente, con lo que la caída sería algo más suave. Estos modelos reproducen bastante bien los espectros y las curvas de luz de los púlsares de rayos gamma, bajo ciertas condiciones [49]. Sin embargo, predicen una segunda componente de emisión en el rango sub-TeV para determinados púlsares [48, 49] que aún no ha sido observado.

Se conocen seis púlsares con emisión gamma confirmada en la región de los pocos GeV [46]. El corte en energía aún no ha sido observado, pero se confirma con los estrictos límites superiores a la emisión establecidos por los telescopios Cherenkov en el rango de las pocas centenas de GeV. Los modelos señalados predicen este corte a distintos valores en el intervalo 1 – 10 GeV aproximadamente, precisamente la zona de observación de AMS-02. Gracias al GPS del que dispondrá se podrá registrar el tiempo absoluto de llegada de los fotones y situarlo en la fase del periodo correspondiente usando medidas en radio.

En el capítulo 6 se da un ejemplo del rendimiento de AMS-02 para la medida del espectro en el caso de la emisión de alta energía de Vela.

Por otro lado, las nebulosas asociadas a púlsares (*pleriones*) también son fuentes importantes en esta banda de energía, hasta el punto en que la nebulosa del Cangrejo se erige como la candela estándar en el rango de muy alta energía, por la estabilidad de su emisión hasta más de 20 TeV. El origen de la misma son las partículas aceleradas por el púlsar, en la interacción con la nube expansiva de la supernova original. El espectro de la nebulosa, está constituido por varias componentes, tal como se muestra en la figura 5.10. Los dos mecanismos involucrados principalmente son la emisión

sincrotrón (hasta rayos gamma de baja energía) y el Compton inverso de los electrones sobre los fotones ambientales.

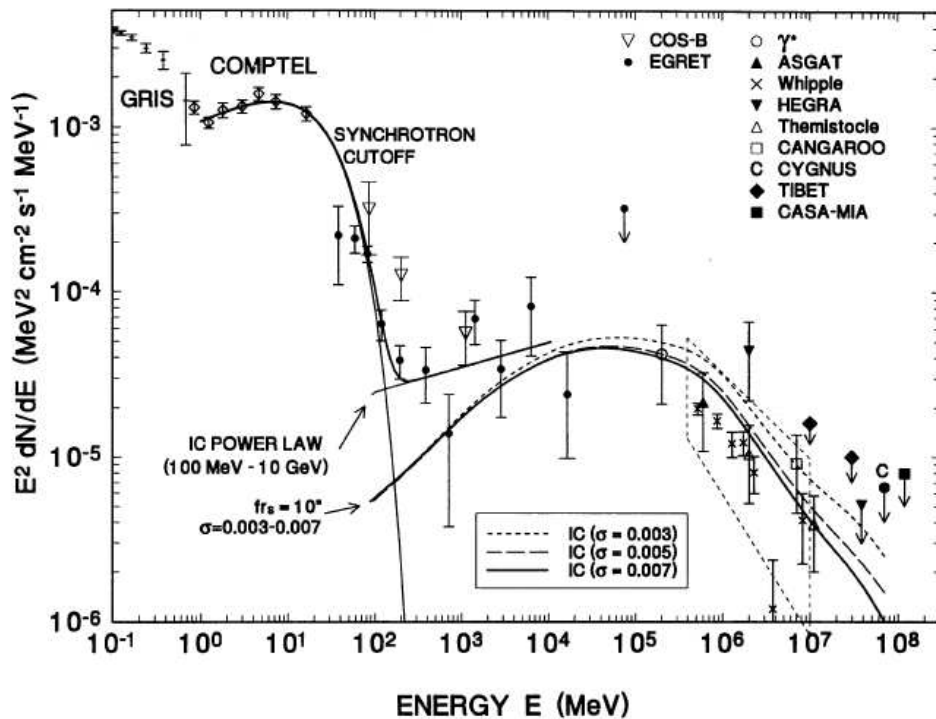


Figura 5.10: Espectro de la nebulosa del Cangrejo, según [50].

La importancia de entender la física de los púlsares es especialmente relevante a la hora de entender los objetos no identificados del tercer catálogo EGRET, ya que se sospecha que mucho de ellos son púlsares.

Estallidos de rayos gamma (GRBs)

Los GRBs son fuentes extremadamente intensas y breves de rayos gamma de origen cosmológico [51]. Su brillo en esta banda los convirtieron en las primeras fuentes puntuales cósmicas observadas a estas energías, gracias a la serie de satélites espía Vela, en la década de los 60. En los últimos años las observaciones han empezado a dar pistas sobre los objetos desencadenantes: para los GRBs de *larga duración* existe una asociación con supernovas [52] de determinado tipo; los GRBs de *corta duración* podrían estar relacionados con la colisión de dos objetos compactos [53]. Tras la liberación de esta energía, del orden de $\sim 10^{51} \text{ erg}$, los GRBs se caracterizan también por una emisión que se atenúa con el tiempo en varias bandas del espectro electromagnético, el llamado *afterglow*. Varios modelos, entre ellos el de *fireball* [54] y *cannonball* [55] tratan de explicar las características de esta emisión, fruto de la interacción del viento relativista con el medio interestelar (figura 5.11).

El catálogo más extenso hasta la fecha ha sido el obtenido por el instrumentos BATSE [56] (figura 5.12).

Entre las cuestiones pendientes en la descripción de los GRBs está también conocer hasta qué energía llega la emisión. La observación de fotones de mayor o menor energía permite constreñir el factor de Lorentz de la expansión. A alta energía ($> 1 \text{ GeV}$) también aparecen efectos en la curva de luz temporal en la fase inicial que permitirían fijar un modelo adecuado, con lo que es necesaria una resolución temporal no disponible en los datos de EGRET.

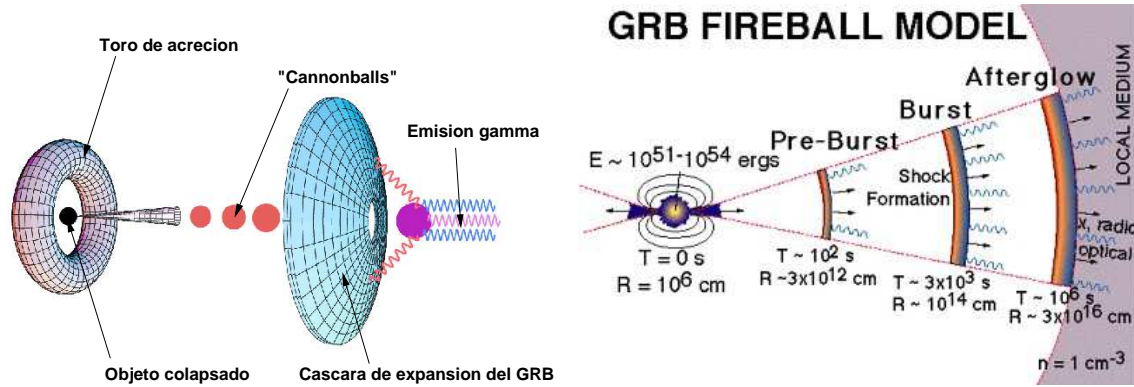


Figura 5.11: Dos modelos de emisión del afterglow [57, 58]. En el modelo de cannonball (arriba), un objeto colapsado con una estructura toroidal de materia a su alrededor, acreta materia del mismo y la eyecta en forma de masas compactas o “bolas de cañón” que interactúan más adelante con la superficie en expansión del resto de supernova. En el modelo de fireball(derecha), la interacción de las envolturas en expansión del objeto que originó el GRB con el medio producen la aceleración de electrones y la emisión sincrotrón observada.

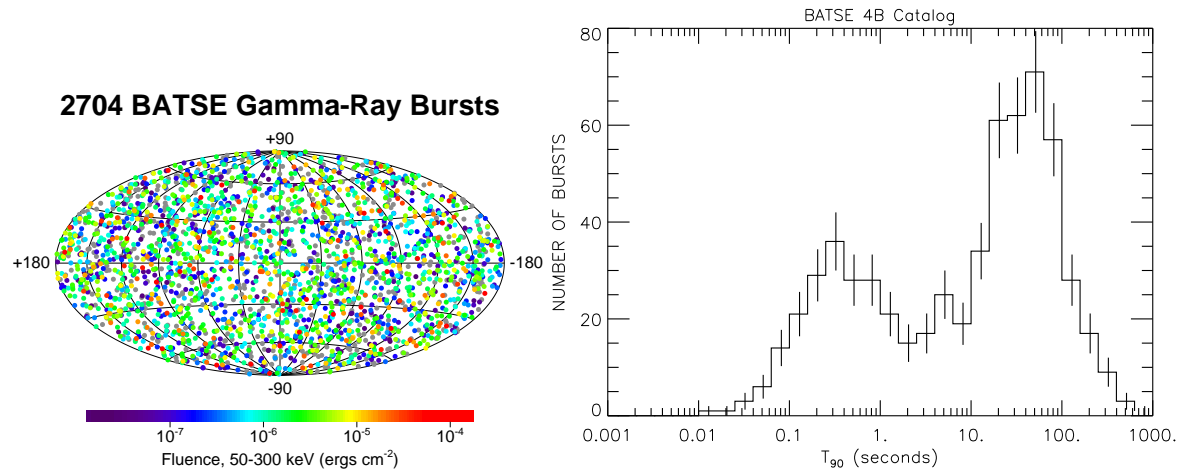


Figura 5.12: Distribución en coordenadas galácticas de GRBs detectados por el detector BATSE del CGRO (izquierda). La isotropía constituye una de las pruebas del origen cosmológico de estos fenómenos. A la derecha, distribución en duración total de los GRBs, distinguiéndose claramente los de tipo corto y largo [56].

AMS contará con un extenso campo de visión, en torno a los ~ 1.5 sr, para detectar GRBs muy energéticos. Gracias al GPS y el pequeño tiempo muerto de los sistemas electrónicos se pueden tener espectros temporales precisos de los primeras décimas de segundo del fenómeno.

Núcleos galácticos activos (AGNs)

Uno de los hallazgos más importantes de EGRET fue la enorme profusión de fuentes extragalácticas encontradas, hoy en día identificadas como núcleos galácticos activos. Estos objetos son galaxias con una altísima actividad en su núcleo, en principio un agujero negro supermasivo, que eyecta mediante algún mecanismo poco conocido todavía, chorros de materia relativista hacia los dos polos de la galaxia. En caso de que el cono del chorro apunte hacia nuestra posición, tenemos los llamados AGNs de tipo *blázar*, de acuerdo a la interpretación actual.

Los blázares se caracterizan por emitir en todo el espectro, desde radio hasta rayos gamma. En la zona de baja energía parece claro el origen sincrotrón de la radiación, a partir de los electrones acelerados por el chorro. En el rango de los rayos gamma se centra actualmente gran parte de la discusión. En los modelos leptónicos se considera la emisión a través de la interacción de los electrones con los fotones ambientales de baja energía, bien los creados por el mismo chorro (*Synchrotron-Self Compton* [59]) o con los fotones emitidos por fuentes cercanas (*External Compton* [60]). El modelo hadrónico [61], en cambio, defiende la aceleración de protones en el disco de acreción del agujero negro central. Las interacciones protón-protón o protón-gamma producen pares electrón-positrón que generan a su vez radiación sincrotrón y Compton inversa, que es la que vemos como radiación gamma.

AMS tendrá la capacidad de estudiar el hasta ahora inexplorado rango de radiación de 30-100 GeV, y averiguar qué modelos se ajustan mejor a los resultados. También, gracias a su amplio campo de visión, podrá monitorizar la aparición de “nuevos” AGNs en estado de “flare”.

Emisión galáctica difusa

La emisión difusa de rayos gamma es el efecto más característico del cielo a estas energías. Ha sido profusamente estudiado desde los primeros experimentos en órbita. El estudio más extenso y detallado es el realizado por EGRET [31]. En este análisis se hallaron las primeras evidencias de interacciones de rayos cósmicos nucleónicos con el medio interestelar, ya que fue posible detectar un incremento de emisión en torno a 68 MeV correspondiente a la desintegración de π^0 . Otras contribuciones a este espectro incluyen el bremsstrahlung y el efecto Compton inverso.

El análisis de esta emisión contribuye al conocimiento de la propagación de rayos cósmicos (modelos y parámetros), a las características de los espectros de protones y electrones a gran escala, al mapeado del gas interestelar y a la evaluación del fondo de señales de fuentes puntuales.

Entre los problemas actuales para la comprensión del espectro, destaca el llamado “exceso GeV” (figura 5.13). Si se asume que el espectro local de protones y electrones es válido para toda la Galaxia, la emisión de fotones gamma predicha es demasiado baja respecto a las observaciones a más de 1 GeV. Al mismo tiempo, los modelos de propagación que incluyen reaceleración difusiva, que consiguen un buen acuerdo con otras medidas de rayos cósmicos, también predicen un flujo de antiprotones demasiado bajo en torno a los 2 GeV. Se han propuesto varias soluciones a este exceso, entre otras muchas, la posibilidad de espectros más duros de protones [62] y/o electrones [63] en zonas lejanas de la Galaxia. Sólo dos opciones hasta el momento permiten un ajuste simultáneo de los espectros gamma y antiprotones. Por un lado, la posibilidad de variación espacial y temporal de la intensidad de los espectros de rayos cósmicos [64], debido a la naturaleza estocástica de las fuentes (supernovas), anisotropías en la difusión o pérdidas de energía apreciables (en el caso de leptones). La otra posibilidad, es la contribución a estos espectros de los productos de aniquilación de un candidato no bariónico de la materia oscura (ver más abajo) como se sugiere en [65].

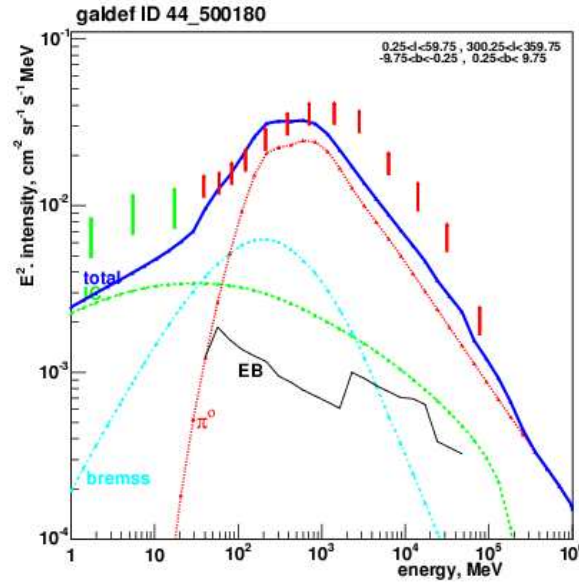


Figura 5.13: Espectro de la zona interna de la Galaxia ($l < 60^\circ, l > 3000^\circ; -100^\circ < b < 100^\circ$) con los datos de CGRO superpuestos. Los modelos mostrados son los denominados “convencionales”, según [64]. El exceso de emisión se hace aparente a en el rango de 1-100 GeV.

Aunque la existencia de este exceso en los datos de EGRET está fuera de toda duda, existen grandes incertidumbres en la medida de este espectro a partir de los 10 GeV. El rango de energía observado por AMS es especialmente idóneo para continuar la investigación de este problema.

Emisión extragaláctica difusa

Un espectro aparentemente isótropo de la emisión gamma difusa fue detectado por SAS-2 y posteriormente confirmado por EGRET [32]. Una reevaluación de estos últimos resultados se puede ver en [64].

El origen de estos fotones puede deberse a la contribución conjunta de un gran número de AGNs, demasiado débiles para ser resueltos individualmente. El estudio de Sreekumar et al. [32] da un valor para el índice espectral de -2.1, similar al de este tipo de fuentes. Otras fuentes como los GRBs pueden estar contribuyendo significativamente también. Escenarios más exóticos incluyen la aniquilación de partículas de materia oscura o la evaporación de agujeros negros primordiales.

Un catálogo más extenso y sensible de AGNs permitirá hacer una evaluación precisa del porcentaje que suponen las fuentes no resueltas sobre esta emisión. Varios estudios sitúan este valor entre el 20 % y el 80 %, con lo cual la cuestión y las implicaciones están lejos de ser resueltas. Por otro lado, la extensión de la medida del espectro a más de 10 GeV (como la que podrá hacer AMS-02) puede mostrarnos evidencias indirectas de materia oscura por la presencia de picos anómalos en el espectro.

Señales indirectas de materia oscura

Como ya se mencionó en el capítulo 1 uno de los problemas observacionales y teóricos de mayor calado en la actualidad es el problema de la materia oscura en el Universo. Las evidencias para un candidato en forma de partícula no bariónica (WIMPs) son diversas y ya han sido discutidas, así que simplemente se mencionarán las perspectivas de dos de los candidatos más interesantes

observacionalmente en el canal de rayos gamma.

La partícula supersimétrica más ligera

La supersimetría se plantea en la física de altas energías como una de las posibles salidas a los problemas teóricos en el Modelo Estándar, exitoso hasta el momento a las energías observadas en colisiones en aceleradores. La arbitrariedad con la que deben introducirse ciertos parámetros en este modelo, la no-inclusión del campo gravitatorio o el llamado problema de la jerarquía son algunas de las cuestiones no resueltas. Por añadidura, la supersimetría parece ser necesaria en la teoría de supercuerdas, que potencialmente unifica todas las fuerzas en un único marco. La supersimetría implica la existencia de toda una nueva colección de partículas supersimétricas (s-partículas) asociadas a cada una de las partículas del Modelo Estándar, pero diferenciadas en $1/2$ en el espín.

La aplicación de la supersimetría en el lagrangiano de interacción entre las partículas, conduce a la aparición de un nuevo potencial con una cantidad conservada asociada, la paridad R (en algunos de los modelos):

$$R \equiv (-1)^{3B+L+2s} \quad (5.3)$$

Las partículas estándar tienen $R = 1$ y las s-partículas $R = -1$, con lo que éstas últimas siempre se desintegran en un número impar de s-partículas. Es por ello que la partícula supersimétrica más ligera (*LSP*) será estable, y sólo podrá destruirse mediante aniquilación por pares. El *LSP* surge, por tanto, como un excelente candidato para la materia oscura [66]. Nótese que esto ocurre de manera natural en determinados modelos de supersimetría, sin necesidad de imponer este aspecto observacional. En el marco de las extensiones mínimas de la supersimetría, el neutralino como *LSP* aparece como el candidato más interesante, al ser neutro e interactuar sólo mediante la fuerza débil.

La simulación numérica del comportamiento dinámico de estas partículas desde el origen de los primeros proto-cúmulos galácticos conducen a perfiles de densidad para las galaxias con formas del tipo $\rho \propto r^{-\alpha}$. Esto implica que un lugar idóneo a priori para la observación de una señal sería el centro de nuestra propia Galaxia.

Ciertos canales de aniquilación favorecen la aparición de dos fotones gamma o un bosón Z y un gamma (emisión en forma de líneas), mientras que en otros éstos aparecen formando un espectro continuo en los sucesivos subproductos iniciados por el proceso. Otros subproductos interesantes incluyen positrones, antiprotones y antideuterones, que se sumarían al componente “estándar” en el flujo galáctico.

Las observaciones de EGRET y, más recientemente, de HESS y MAGIC, han permitido excluir ya determinadas zonas del espacio de tasas de aniquilación frente a masa del WIMP. Recientemente, la aparición de una fuente intensa cerca del centro galáctico [67], compatible con un acelerador astrofísico, supondrá un reto para los próximos experimentos en cuanto a resolución angular [68].

El exceso-GeV de EGRET en el espectro difuso sobre las predicciones de emisión por interacción de los rayos cósmicos con el medio interestelar, también es objeto de discusión actualmente, sobre su posible relación con una señal de materia oscura. Como muestra de esta discusión, pueden consultarse las referencias [64, 65, 69].

Las expectativas de AMS-02 son interesantes no sólo en cuanto a la medida y confirmación del exceso en el espectro difuso de rayos gamma, sino por la capacidad de poder observar en varios canales (gammas, positrones, antiprotones). De este modo podrán hacerse estudios conjuntos acerca de la probabilidad de un determinado candidato. La resolución angular prevista y demostrada para el STD es especialmente interesante para la detección de señales desde el centro de la Galaxia.

La partícula Kaluza-Klein más ligera

Otro candidato para la materia oscura surge a partir de las teorías de dimensiones extra, introducidas por Kaluza en 1921 para tratar de unificar el electromagnetismo y la gravedad bajo el mismo marco. Recientemente, estas teorías han recobrado importancia porque presentan salidas al problema de las jerarquías en la física de partículas. Las teorías de cuerdas también requieren la presencia de dimensiones adicionales.

Dentro de estos modelos los llamados de dimensiones extra universales predicen que todos los campos generan una serie de estados llamados de Kaluza-Klein, caracterizados por una masa dependiente de un valor de modo. Estudios recientes sobre el estado estable más ligero (*LKP*) señalan al primer modo excitado del campo electromagnético como candidato [70]. Para que este LKP fuera el componente principal de la materia oscura, su masa debería estar en el rango de 400–1200 GeV, lo cual no ha sido descartado aún experimentalmente. Los productos de aniquilación por pares de estas partículas dan lugar pares leptónicos y finalmente gammas.

En [24] se halla un excelente resumen actualizado, con referencias, sobre todos los diversos aspectos de la detección indirecta de materia oscura.

Otros temas

Por último, se enumeran otros casos que reciben atención especial en este campo :

- Los **microcuásares**, formados en sistemas estelares binarios con chorros relativistas [71] son los únicos objetos galácticos de este tipo. Con ellos se abre la posibilidad de explorar el fenómeno similar que tiene lugar en los AGNs. Muchos procesos pueden estudiarse en mayor detalle en los microcuásares. Actualmente se cree que ambos objetos obtienen su energía por el mecanismo de acreción de un objeto colapsado.
- El **horizonte de rayos gamma** originado por la interacción de rayos gamma de alta energía con el fondo de radiación visible-ultravioleta. La medida de la atenuación de la emisión gamma con el corrimiento al rojo de los AGNs proporciona información acerca de este fondo (y por tanto, acerca de la historia de los procesos de formación estelar).
- Los **objetos no identificados de EGRET** que podrían ubicarse dentro de cualquiera de las categorías mencionadas (AGNs, púlsares, microcuásares) y/o constituir nuevos tipos de objetos.
- Otros temas como ciertos aspectos de física fundamental (gravitación cuántica) o el estudio de llamaradas solares a energías GeV.

Bibliografía

- [1] Aharonian,F. *Very High Energy Cosmic Gamma Radiation* Ed.World Scientific (2004)
- [2] Abelardo Moralejo, tesis doctoral presentada en la Universidad Complutense de Madrid (2001)
- [3] Schoenfelder,V. *Advances in Space Research* 11(1991)8
- [4] Winkler,C. et al. *A&A Special Issue* 1(2003)L1; <http://www.esa.int/esaMI/Integral/>
- [5] Kraushaar,W.L. et al. *ApJ* 177(1972)341
- [6] Derdeyn,S.M. et al. *NIM* 98(1972)557
- [7] Fichtel,C.E. et al. *ApJ* 198(1975)163
- [8] Lamb,R. et al. *ApJ* 212(1977)L63
- [9] Fichtel,C.E. et al. *ApJ* 222(1978)833
- [10] Bignami et al. *Space Science Instruments* 1(1975)245
- [11] Swanenburg,B.N. et al. *ApJ* 243(1981)L69
- [12] Amenomori,M. et al. *Phys.Rev.Lett.* 69(1992)2468
- [13] Matthews,J. *AIP Conf.Proc.* 338(1995)823
- [14] Amenomori,M. et al. *ApJ* 595(1999)L93
- [15] Chantell,M.C.et al. *Phys.Rev.Lett.* 79(1997)1805
- [16] McCullough,J. *Proc.26th ICRC, Salt Lake City* (1999)369
- [17] Aharonian,F. et al. *A&A* 390(2002)39
- [18] Arqueros,F. et al. *Astrop.Ph.* 17(2002)293
- [19] Oser,S. *Proc. 26th ICRC, Salt Lake City* (1999)464
- [20] de Naurois,M. et al. *ApJ* 566(2002)343
- [21] Cawley,M.F. et al. *Proc.19th ICRC, La Jolla* (1985)131
- [22] Vacanti et al.*ApJ* 377(1991)467
- [23] Konopelko, A. et al. *Astrop.Ph.* 4(1996)199

- [24] Tanimori, T. et al. ApJ 429(1994)L61
- [25] <http://coss.c.gsfc.nasa.gov/docs/cgro/index.html>
- [26] Sreekumar et al. Phys.Rev.Lett. 70(1993)127
- [27] Hartmann, R.C. et al. ApJS 123(1999)79
- [28] von Montigny, C. et al. ApJ 440(1995)525
- [29] Mayer-Hasselwander, H.A. et al. ApJ 421(1994)276
- [30] Schneid, E.J. et al. ApJ 453(1995)95
- [31] Hunter, S.D. et al. ApJ 481(1997)205
- [32] Sreekumar, P. et al. ApJ 494(1998)523
- [33] Baixeras, C. et al. NIM A 518(2004)188
- [34] Weekes, T.C. et al. Astrop.Phys. 17(2002)221
- [35] <http://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/HESS.html>
- [36] Kubo, H. et al. New Astron. Rev. 323(2004)48
- [37] <http://glst.gsfc.nasa.gov/>
- [38] <http://agile.rm.iasf.cnr.it/>
- [39] Ong, R. Proc. 29th ICRC Pune, India (2005)329
- [40] Koyama, K. et al. Nature 378(1995)255
- [41] Aharonian, F.A. et al. A&A 432(2004)75
- [42] <http://coss.c.gsfc.nasa.gov/docs/cgro/images/epo/gallery/pulsars/>
- [43] Daugherty, J.K. & Harding, A.K. ApJ 252(1982)337
- [44] Daugherty, J.K. & Harding, A.K. ApJ 458(1996)278
- [45] Nel, H.I. & de Jager, O.C. Astr.Sp.Sci. 230(1995)299
- [46] Thompson, D.J. AIP Conf.Proc. 558(2001)103
- [47] Harding, A.K. AIP Conf.Proc. 558(2001)115
- [48] Cheng, K.S.; Ho, C. & Ruderman, M.A. ApJ 300(1986)500
- [49] Romani, R.W. & Yadigaroglu, I.A. ApJ 438(1995)314
- [50] de Jager, O.C. et al. ApJ 457(1996)253
- [51] Wijers, R.A.M.J. et al. MNRAS 288(1997)L51
- [52] Stanek, K.Z. et al. ApJ 591(2003)L17
- [53] Villaseñor, J.S. et al. Nature 437(2005)885

- [54] Zhang,B. & Mészáros,P. *Int.J.Mod.Phys.A* 19(2004)2385
- [55] Dar,A. & De Rújula,A. *Phys.Rep.* 405(2004)203
- [56] <http://www.batse.msfc.nasa.gov/batse/grb/>
- [57] <http://aanda.u-strasbg.fr:2002/papers/aa/full/2002/24/aa1716/node3.html>
- [58] http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/swift/about_swift/
- [59] Maraschi,L. et al. *ApJ* 397(1992)L5
- [60] Dermer,C. & Schlickeiser,R. *ApJ* 416(1993)458
- [61] Rachen,J.P. *arXiv:astro-ph/0003282*
- [62] Mori,M. *ApJ* 478(1997)225; Gralewicz,P. et al. *A&A* 318(1997)925
- [63] Strong,A. et al. *ApJ* 537(2000)763
- [64] Strong,A. et al. *ApJ* 613(2004)962
- [65] de Boer,W. *New Astron.Rev.* 49(2005)213
- [66] Goldberg,H. *Phys.Rev.Lett.* 50(1983)1419
- [67] Aharonian,F. et al. *arXiv:astro-ph/0408145*
- [68] Zaharijas,G. & Hooper,D. *Phys.Rev.D* 73(2006)103501
- [69] Elsaesser, & Mannheim, *Phys.Rev.Lett.* 95(2005)209001; de Boer,W. et al. *arXiv:astro-ph/0602325*; Bergstrom,L. et al. *arXiv:astro-ph/0602632*
- [70] Cheng,H.C.; Matchev,K.T. & Schmaltz,M. *Phys.Rev.D* 66(2002)036005
- [71] Paredes,J.M. et al. *Science* 288(2000)2340

Capítulo 6

Estudio de casos de física

6.1. Introducción

En este último capítulo, se analiza la respuesta de AMS-02 a algunos de los temas señalados en el capítulo 5. Se ha trabajado con dos herramientas de simulación, según el caso. Para condiciones sencillas (flujo isótropo o emisión breve limitada a un ángulo fijo) se puede trabajar con facilidad con el simulador completo de AMS. En casos más complejos (una matriz de fuentes puntuales diversas, una estructura no puntual en el cielo o un espectro más complejo que una simple ley de potencias), se opta por un software específico para el tratamiento de estos casos, el llamado *AMS Fast Simulator (AMSFS)*. Dicho software se detalla en los Apéndices.

6.2. Análisis de la señal de una fuente puntual: el púlsar de Vela

El primer caso analizado es un breve estudio sobre la capacidad que tendrá AMS-02 de distinguir los escenarios de emisión gamma pulsada descritos en el capítulo 5, concretamente para el caso de Vela. Se han utilizado los modelos descritos en [1] para el *polar cap* y en [2] para el *outer gap*. En la figura 6.1 se muestran las formas espectrales predichas en comparación con datos experimentales.

Para este estudio se ha empleado la parametrización propuesta en [3]:

$$dN/dE = K_1(E/E_n)^{\Gamma_1} \exp(-(E/E_1)^{b_1}) + K_2(E/E_n)^{\Gamma_2} \exp(-(E/E_2)^{b_2}) \quad (6.1)$$

donde se adopta $E_n = 1$ GeV como normalización, y K_i, Γ_i, b_i y E_i con $i = 1, 2$ son parámetros libres a ajustar.

En la región de interés (0.1-100 GeV), sólo se emplea la primera parte de la ecuación 6.1, puesto que el segundo sumando describe la emisión sub-TeV para modelos de tipo outer gap. Ajustando la ecuación a los modelos de las referencias citadas, se encuentran los parámetros de la tabla 6.1, válidos para la región de 0.1 a 50 GeV.

Combinando estos flujos con las áreas efectivas mostradas en el capítulo 3 y la exposición anual del detector a las coordenadas del púlsar, se obtiene el número de cuentas estimado de la tabla 6.2.

Tabla 6.1: Parámetros de la ecuación 6.1 para la región 0.1 – 50 GeV de los modelos descritos en [1, 2].

Modelo	K_1 (cm ⁻² s ⁻¹)	Γ_1	E_1	b_1
Polar cap	185×10^{-8}	1.58	3.91	1.54
Outer gap	157×10^{-8}	1.47	3.41	0.88

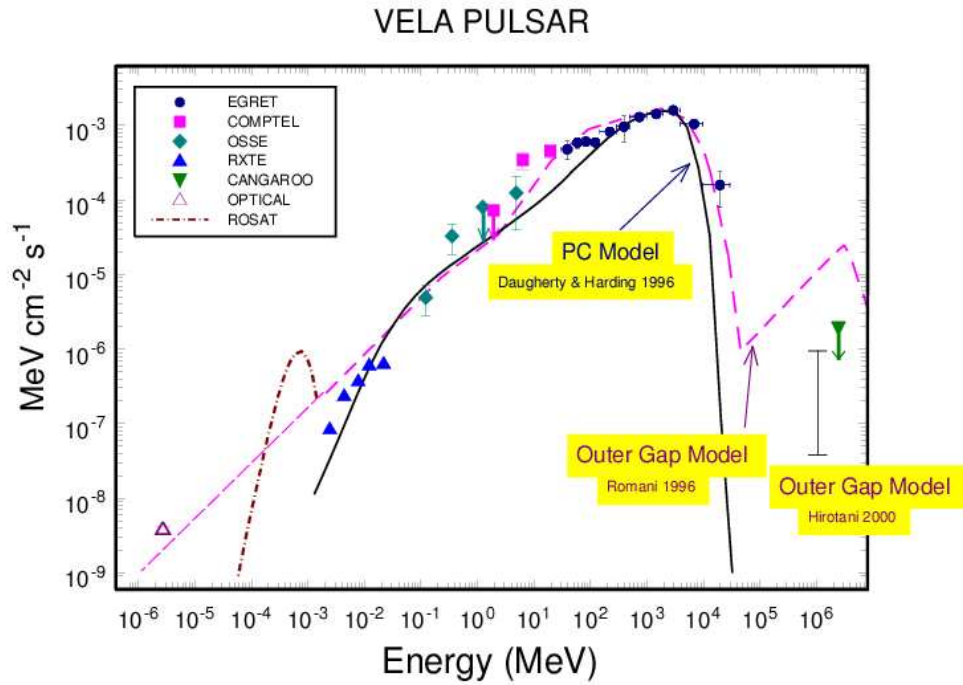


Figura 6.1: Espectro de la radiación del púlsar Vela según varios modelos y su comparación con los datos experimentales en distintos rangos de energía [25].

Tabla 6.2: Cuentas detectadas tras un año de operación con AMS-02 (campo magnético nominal) en bins arbitrarios de energía (elegidos por claridad) usando cortes optimizados para fuentes (ver capítulo 3). PC/OG se corresponden a los modelos polar cap y outer gap respectivamente.

Energía (GeV)	Cuentas STD (PC/OG)	Cuentas ECAL (PC/OG)	Fondo p^+ (STD/ECAL)	Fondo γ (STD/ECAL)
0.1-0.4	0/0	0/0	0/0	0/0
0.4-0.6	0.2/0.1	0.1/0.1	0/0	0.3/0
0.6-0.9	9.3/8.0	1/0.9	0/0	5.3/0
0.9-1.5	100/84	7.4/6.2	1.1/0	15.9/0
1.5-3	180/158	34.2/30.1	3.2/0	5.4/2.3
3-6	103/116	38.7/44.6	17.1/0.1	0.8/7.1
6-12	14/41	8.3/24.8	6.2/0.1	0.1/1.4
12-25	0.1/6.0	0/4.7	2.2/0	0.1/0.2
25-40	0/0.2	0/0.2	0.5/0	0/0
40-80	0/0	0/0	0.3/0	0/0
80-130	0/0	0/0	0.1/0	0/0

El espectro medido esperado se muestra en la figura 6.2 junto con las curvas de los modelos y los datos registrados por EGRET. Dos casos han sido considerados: el de la configuración estándar de AMS-02 con el imán superconductor, y el caso en el que se emplea un imán de menor potencia (ver discusión en el capítulo 3, sección 3.2.6).

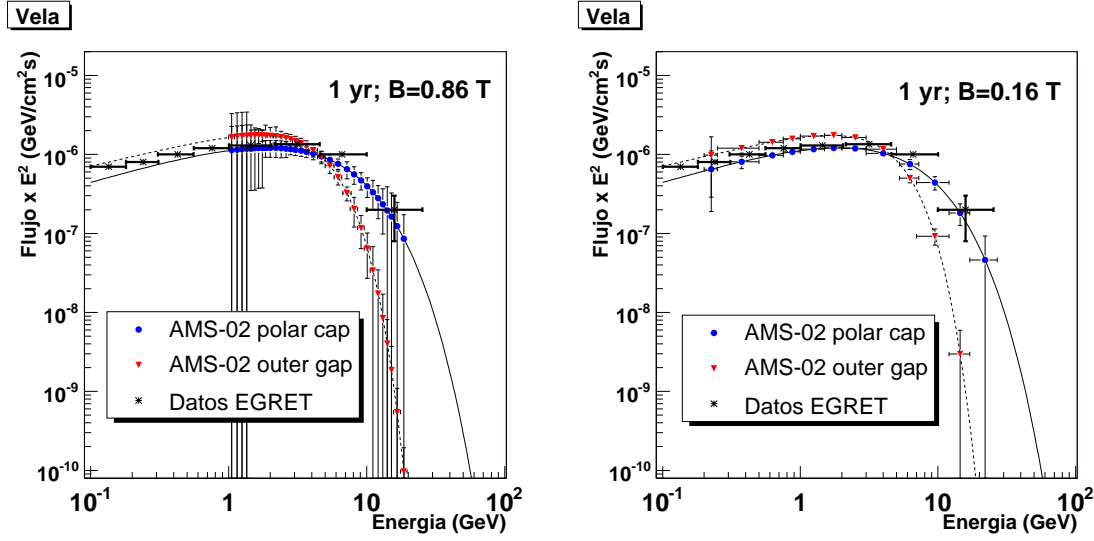


Figura 6.2: Predicciones para la distinción de modelos de púlsar para AMS-02 en dos configuraciones: con el imán de 0.86 T (izquierda) y con el de 0.16 T (derecha), usando cortes para fuentes (de acuerdo a la nomenclatura del capítulo 3). Se incluyen asimismo los datos de EGRET. La anchura de los bins de energía se han tomado de manera que $\Delta E \sim 2\sigma(E)$. Sólo se incluyen los errores estadísticos.

Ambas configuraciones permitirían la separación de modelos, alcanzando umbrales más bajos con estadística razonable en el caso del campo magnético menor. Sin embargo, las incertidumbres teóricas podrían hacer más favorable la resolución energética proporcionada por el imán más potente.

6.3. Análisis de la señal de un GRB

En esta sección se hace uso de la simulación completa para estudiar el caso de las posibilidades de observación de la cola de alta energía de un estallido de rayos gamma (GRB) hasta unos pocos GeV. Concretamente, se ha empleado la extrapolación del espectro de uno de los GRBs más brillantes del catálogo de BATSE¹, denominado GRB910503, observado también por EGRET hasta los 10 GeV [4, 5]. Las características espectrales se han tomado de [6], usando la emisión durante 84 segundos cuyo flujo es (figura 6.3):

$$dN/dE = 9.6 \times E^{-2.2} m^{-2} s^{-1} GeV^{-1} \quad (6.2)$$

El resultado de la simulación Montecarlo para el espectro se muestra en la figura 6.4. Las cuatro figuras son resultado de varias configuraciones, asumiendo distintas posiciones para la aparición del suceso, desde el caso más favorable (GRB en el cenit del campo visual) hasta apenas visible por el STD, estando completamente oculto para el ECAL. Nótese que el campo de visión de AMS se mueve a razón de unos 4° min^{-1} , con lo que la dirección de emisión experimenta una variación de

¹BATSE fue un instrumento especializado en GRBs del Compton Gamma-Ray Observatory, con un rango de detección de 0.01 – 100 MeV.

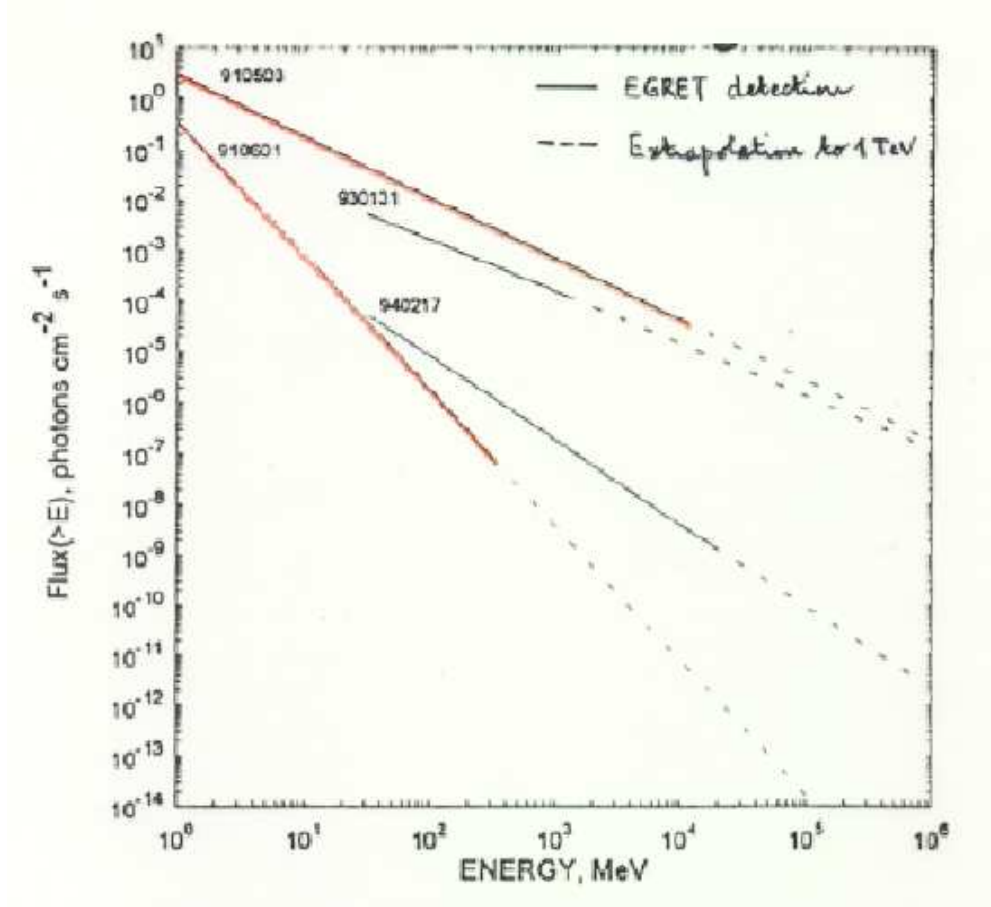


Figura 6.3: Flujo integral en función de la energía para cuatro GRBs. La línea continua indica hasta qué energía se dispone de medidas de EGRET. La línea discontinua son las extrapolaciones hasta 1 TeV [6].

$\pm 5^\circ$. En el caso de utilizar un campo magnético de menor intensidad, se gana estadística en la zona sub-GeV del espectro, aunque la resolución energética se deteriora un factor 4 para las cuentas obtenidas por el STD.

Asimismo se ha realizado una simulación del fondo para GRBs. El de protones [7] tiene en cuenta la modulación geomagnética. Los rayos gamma difusos extragalácticos se han simulado de acuerdo a [8]. Los resultados se muestran, junto con la estadística de la señal, en la tabla 6.3. Es interesante destacar que en estos casos de emisión puntual muy intensa y breve, es posible relajar los cortes en buena medida, incluso más allá de los cortes para fuentes. De esta manera, con el ECAL sólo se ha realizado la preselección y los cortes de partícula neutra, mientras que en el STD, la preselección es suficiente (ver capítulo 3). En ausencia de información externa sobre el GRB, el análisis *offline* puede descubrir estallidos de este tipo si se detectan más de 3-4 fotones en un intervalo $\lesssim 100$ s (5 sigmas sobre los ~ 0.05 sucesos de fondo previstos) en regiones fuera del plano Galáctico y lejos de fuentes intensas.

Si se hace uso del espectro diferencial e integrado (ϕ') en energía del GRB medio de los observados por EGRET[9]:

$$\phi'(E) = 5 \times E^{-1.95} m^{-2} GeV^{-1} \quad (6.3)$$

se obtiene que estarían al borde de la detectabilidad, con un número de fotones estimado de

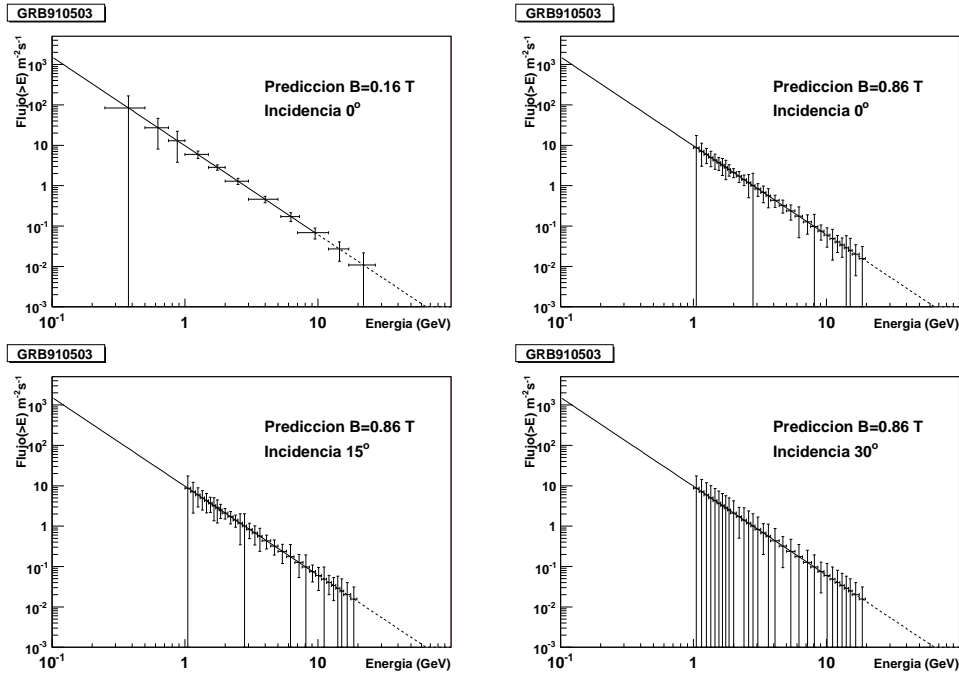


Figura 6.4: Predicciones para AMS-02 para la observación del espectro GeV de un GRB similar a 910503, de acuerdo a [6]. Se muestran distintas configuraciones de campo magnético y ángulo cenital del fenómeno. La línea negra es el espectro EGRET hasta 10 GeV, seguido de la extrapolación hasta 1 TeV (línea discontinua).

2 – 3 (en caso de observación cenital).

También se ha realizado una estimación sobre el número de GRBs que se observarán en AMS-02 a partir del catálogo de Preece [10]. El procedimiento seguido fue propuesto en [11] actualizándose aquí las cantidades halladas. El catálogo mencionado se compone del subconjunto de las observaciones de BATSE [12] más brillantes, que disponen de medidas además de ajustes a los parámetros espectrales. En total 156 GRBs de los 2074 observados por el experimento. Se ha asumido un comportamiento en forma de ley de potencias para el flujo $n(E)$ del *afterglow* del GRB, de acuerdo a ley empírica de Band [13], válida para una gran mayoría de casos:

$$\begin{aligned} n(E) &= K E^\alpha \exp(-E/E_0) & (E < E_0(\alpha - \beta)) \\ n(E) &= K E^\beta & (E > E_0(\alpha - \beta)) \end{aligned} \quad (6.4)$$

donde K , E_0 , α y β son parámetros ajustables de cada GRB.

Se define la fluencia F (en erg/cm^2) de cada GRB para la banda de alta energía (E_1, E_2) como:

$$F = \int_{E_1}^{E_2} E n(E) dE \quad (6.5)$$

Por otro lado, la expresión del número promedio de fotones detectados por AMS en dicha banda es:

$$N_\gamma^{AMS} = \int_{E_1}^{E_2} n(E) A(E) dE \quad (6.6)$$

siendo $A(E)$ la aceptación. Si se realiza el cociente de 6.5 entre 6.6, se puede obtener N_γ^{AMS} ,

Tabla 6.3: Estadística total de la simulación MC del GRB910503 a varios ángulos de incidencia y varios conjuntos de cortes. Ver texto para la definición de los cortes mínimos. Los cortes adicionales suponen la utilización de todos aquellos descritos en el capítulo 3.

Selección	GRB910503 (STD/ECAL)	Fondo p (STD/ECAL)	Fondo γ (STD/ECAL)
Cortes fuentes	28/123	11/6	0/0
Cortes totales	14/71	0/1	0/0
Cortes fuentes + direccional	25/118	0/0	0/0
Cortes fuentes + direccional (15°)	25/94	0/0	0/0
Cortes fuentes + direccional (30°)	21/0	0/0	0/0

conocidos los parámetros α, β, E_0 y F del catálogo. De este modo se elimina la constante de proporcionalidad desconocida K de la ecuación 6.4.

Este cálculo se ha realizado para todos los GRBs del catálogo de Preece. Sólo aquellos GRBs con $N\gamma^{AMS} > 2$ superan el corte de 5 sigmas, de acuerdo al fondo de protones esperado para un suceso de ~ 80 segundos.

Finalmente, para obtener la estimación de la tasa anual de GRBs observados en el ECAL o el STD ($R_{GRBs}^{ECAL/STD}$), se consideran el número de detecciones de GRBs del catálogo $N^{ECAL/STD}$ sobre la duración total del experimento BATSE, y después se multiplica por el cociente de los campos visuales de AMS y dicho experimento:

$$R_{GRBs}^{ECAL/STD} = \frac{N^{ECAL/STD}}{t_{BATSE}} \frac{\Omega_{ECAL/STD}}{\Omega_{BATSE}} \quad (6.7)$$

donde $t_{BATSE} = 5.3$ años y el cociente de los campos visuales es de 0.05 y 0.18 para ECAL y STD respectivamente. Esto da como resultado una estimación de 0.5 GRBs/año en el ECAL y 2.1 GRBs/año para el STD.

6.4. Análisis de la señal del espectro difuso galáctico

La emisión en rayos gamma de la Galaxia se halla íntinsecamente relacionada con los procesos de interacción de rayos cósmicos con el medio interestelar. De ello pueden extraerse datos acerca de las dimensiones y distribución de materia en la Galaxia. Asimismo, puede proporcionar indicios de procesos más exóticos que estén teniendo lugar, especialmente en lo que concierne a la materia oscura. También tiene gran importancia en el análisis general de la radiación gamma de AMS-02 puesto que es un importante fondo para las señales cerca del plano galáctico.

Para este estudio [14], se ha utilizado el código GALPROP [15] de simulación de la propagación de rayos cósmicos y sus interacciones con el medio interestelar gaseoso, de acuerdo con el último modelo de su autor [16]. Las distribuciones de gas interestelar se han implementado según [24].

En la figura 6.5 se muestra el resultado de la simulación en términos de flujo energético en $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}\text{GeV}^{-1}$ (en este caso, a 2 GeV). El número de cuentas recibido tras tres años se muestra en la figura 6.6. Este resultados se obtiene tras la convolución de los mapas de flujo a cada energía (del que la figura 6.5 es un ejemplo) con la respuesta instrumental del detector (figura 6.7) y la multiplicación con el mapa de exposición simulado de cada punto del cielo (ver Apéndice 2).

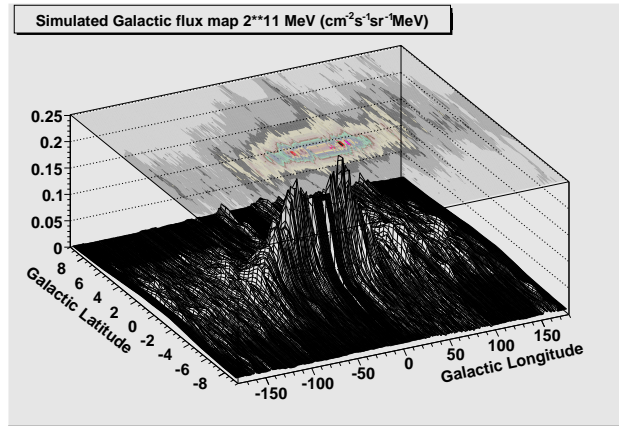


Figura 6.5: Mapa de flujo por unidad de área, ángulo sólido y energía (multiplicado por E^2) extraído de la llamada simulación optimizada de [16]. Este mapa en concreto es el de la energía a 2 GeV.

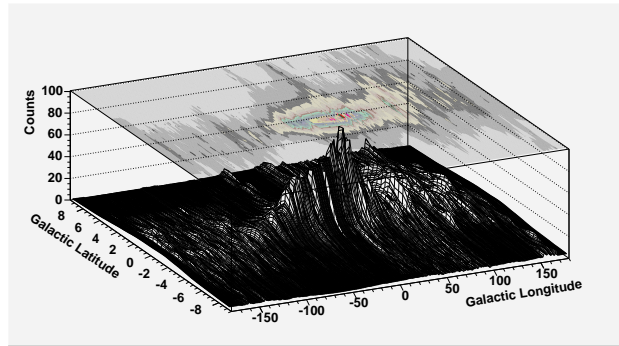


Figura 6.6: Mapa de cuentas simulado para la zona interna de la Galaxia a energías superiores a 1 GeV con AMS-02. Se considera una exposición de 3 años según la modelización de [16]. La anchura de los bins de coordenadas es de 0.5° .

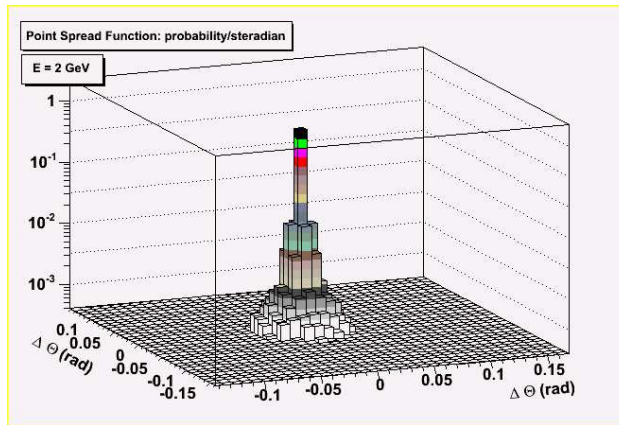


Figura 6.7: Función de dispersión puntual (PSF) del STD a 2 GeV.

Otro resultado de este estudio es el análisis del espectro de rayos gamma incidente sobre AMS, para dos regiones diferenciadas de la Galaxia (figura 6.8). La contribución más importante de AMS se observa a altas energías ($\gtrsim 10$ GeV) y para regiones exteriores, más allá de los resultados de EGRET. Para este rango de energía, se han obtenido además los perfiles de intensidad esperados con su error estadístico, en función de la latitud y longitud galáctica (figura 6.9). Aquí se hace evidente que la producción de piones y, por tanto, la distribución de gas es el contribuyente principal a la emisión galáctica difusa. Sin embargo, de acuerdo a [16], la emisión por Compton inverso se hace importante de nuevo a energías ~ 100 GeV.

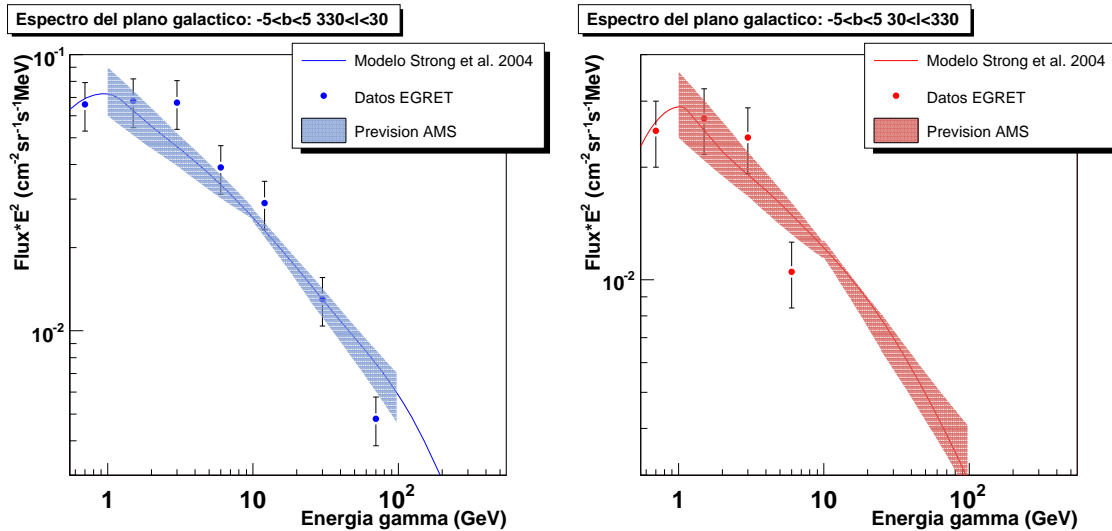


Figura 6.8: Predicciones para el espectro de rayos gamma de la Galaxia, según el modelo “optimizado” de Strong et al. [16], con las predicciones para AMS-02 y los resultados de EGRET [17]. Al modelo, se superpone la predicción de barras de error para AMS-02, en las que domina el sistemático debido al fondo a bajas energías y el estadístico a energías cada vez más altas. Otra de las ventajas de AMS-02 será la resolución energética de los puntos del espectro que mejorará en un factor 3-4 la de EGRET.

6.5. Análisis de una señal de materia oscura

Se abordan las capacidades de AMS-02 para observar señales de materia oscura en varios escenarios. Como señal se considera la coaniquilación de partículas de materia oscura en rayos gamma desde el centro de la Galaxia. Una introducción a este tema se ha dado en el capítulo 5. Estos resultados se incluyen en la referencia [18] junto con algunas ampliaciones de los supuestos teóricos.

Varios son los ingredientes necesarios de la estimación de la señal:

- El **modelo del candidato a materia oscura**. Se han analizado tres casos en los que aparece una partícula masiva, estable y neutra bajo distintos contextos teóricos:
 1. Un escenario de extensión mínima del Modelo Estándar que incluya supersimetría, donde la ruptura de la misma se realiza a través de la interacción gravitatoria. Es el llamado modelo **mSUGRA** (*minimal SuperGRAvity*) [19]. Se trata de un escenario convencional para estos estudios en los que los modelos se definen a través de sólo cuatro parámetros. Se han utilizado algunos valores típicos para los mismos, como los de la referencia [20].
 2. Otro escenario supersimétrico donde la ruptura se realiza a través de la llamada *anomalía de super-Weyl* [21]. Se tiene un modelo de los llamados **AMSB** (*Anomaly Mediated*

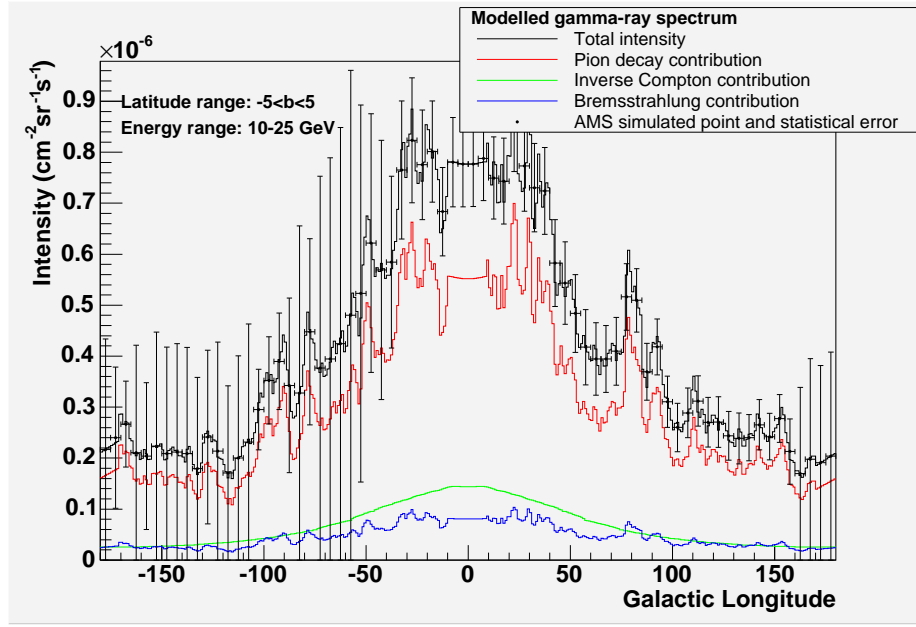


Figura 6.9: Perfil de intensidad de rayos gamma para la emisión Galáctica, por encima de los 10 GeV, con los errores estadísticos previstos para AMS (según el modelo optimizado de [16]). Se muestran las contribuciones individuales de cada proceso en este rango energético.

Symmetry Breaking).

3. Otra posibilidad es la existencia de estados asociados a dimensiones extra, que poseen cierta masa, siendo el más ligero de ellos estable. Uno de los candidatos más estudiados es el asociado al primer modo **Kaluza-Klein** del bosón de hipercarga $B^{(1)}$ [22], en el modelo de dimensiones extra universales.
- El **modelo de halo galáctico**, puesto que es necesario conocer la densidad de materia oscura en el centro de la Galaxia de la que se deduce la tasa de aniquilaciones. Partiendo de la parametrización genérica de la densidad de materia oscura en la Galaxia en función del radio galactocéntrico:

$$\rho_\chi(r) = \rho_0 \left(\frac{R_0}{r} \right)^\gamma \left\{ \frac{R_0^\alpha + a^\alpha}{r^\alpha + a^\alpha} \right\}^\varepsilon \quad (6.8)$$

obtenemos diversos modelos según el valor elegido para los parámetros γ , α y ε . ρ_0 y R_0 son la densidad del halo de materia oscura y distancia galactocéntrica respectivamente en la posición del Sistema Solar. Los valores escogidos se muestran en la tabla 6.4.

- La **caracterización del detector**, que se lleva a cabo mediante el AMSFS.

Para obtener el flujo esperado de fotones, es necesario combinar las secciones eficaces y las fracciones de desintegración obtenidas para el candidato a materia oscura, con la densidad predicha en el centro de la Galaxia:

$$\Phi_\gamma = \frac{1}{4\pi} \frac{\langle \sigma v \rangle}{2 m_\chi^2} n_\gamma \int_{\Delta\Omega} \rho_\chi^2(r) ds \quad (6.9)$$

Tabla 6.4: Parámetros de la ecuación 6.8 de los modelos de densidad usados.

Parámetro	NFW-estándar	NFW-acentuado	Moore
R_0 (kpc)	8	8.5	8
ρ_0 (GeV/cm ³)	0.3	0.4	0.3
a (kpc)	20	4	28
γ	1	1	1.5
α	1	1	1
ε	2	2	1.5

Tabla 6.5: Parámetros mSUGRA de varios modelos[20], las masas y densidades del neutralino χ determinadas en [18] y las previsiones en número de fotones por aniquilación de neutralinos en el centro de la Galaxia (para un periodo de tres años). Se esperan del orden de ~ 3 fotones de esta fuente puntual, con el STD.

Modelo	B	G	I	K	L
m_χ	98.3	153.6	143.0	571.5	187.2
$\Omega_\chi h^2$	0.12	0.12	0.12	0.11	0.10
m_0	60	115	175	1000	300
$m_{1/2}$	250	375	350	1300	450
$\tan \beta$	10	20	35	35	50
$\text{sign}(\mu)$	+	+	+	-	+
$\alpha_S(m_Z)$	125	124	123	118	122
NFW-estándar	0.22	0.14	0.94	0.35	2.48
NFW-acentuado	9.2	6.0	40.8	15.2	107.8
Moore	26.4	17.1	117.3	43.7	309.9

donde m_χ es la masa del candidato a materia oscura; $\langle \sigma v \rangle$ es la tasa de aniquilaciones promedio del canal que produce la radiación gamma; n_γ el número total de fotones por aniquilación; $\rho_\chi(r)$ es la distribución galactocéntrica de materia.

El flujo Φ_γ sobre la región angular $\Delta\Omega$ dada por la resolución del detector, se combina con la exposición de éste al centro galáctico y la aceptación a rayos gamma en función de la energía, a través del software de AMSFS. El resultado es un número de fotones al año, que se compara con el fondo esperado de la misma fuente. En la tabla 6.5 se muestra el número de fotones esperados para varios modelos mSUGRA de referencia (según [20]) y los tres perfiles de densidad usados.

La figura 6.10 representa los flujos integrados de una gran muestra de modelos a partir de la energía umbral de AMS. Las gráficas corresponden a los perfiles NFW - estándar y NFW - acentuado, en función de la masa del candidato a materia oscura m_χ . Se superpone el límite de exclusión para una señal de 3σ .

6.6. Resumen

Se ha analizado la observabilidad de varios casos de interés en astronomía de rayos gamma de altas energías con AMS-02, con los siguientes resultados:

- Del estudio de la **emisión pulsada de Vela** se obtiene que AMS-02 será capaz de distin-

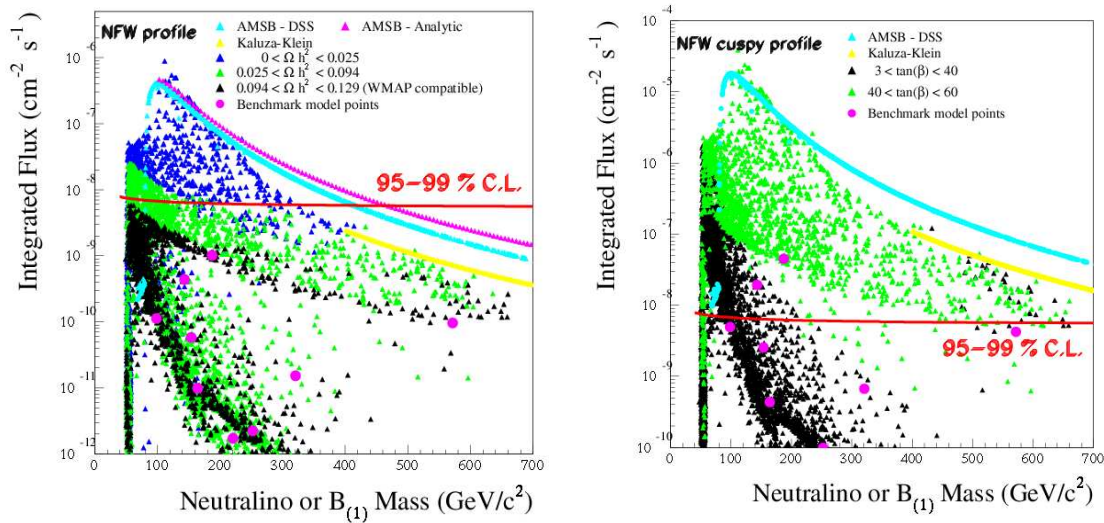


Figura 6.10: El flujo gamma integrado del centro de la Galaxia en función de la masa de la partícula candidata, para: un muestreo del espacio de parámetros $mSUGRA$ ($50 < m_0 < 3000$, $50 < m_{1/2} < 1600$, $0.1 < |A_0| < 2000$, $3 < \tan(\beta) < 60$); los modelos de referencia de $mSUGRA$ descritos en [20]; un modelo AMSB con $\langle \sigma v \rangle$ determinada en [23]; un modelo Kaluza-Klein con $B^{(1)}$ como LKP. Para el muestreo $mSUGRA$, se han marcado con distintos colores según el valor total de la densidad $\Omega_\chi h^2$ predicha. En la izquierda, las predicciones para un perfil Navarro-Frenk-White estándar. En la derecha, se ha aplicado un perfil NFW con la densidad acentuada hacia el centro (*cuspy*).

guir entre los modelos de emisión de pulsares conocidos como *polar cap* y *outer gap*, con la estadística de un año de emisión, completando el espectro hasta los 30 – 40 GeV.

- El **espectro de alta energía de un GRB de gran intensidad** (como GRB910503) podrá ser estudiado con detalle, si tiene lugar a ángulos cenitales $\lesssim 15^\circ$. Analizando la estadística y las fluencias de los GRBs detectados por BATSE, se prevee la detección de 2 – 3 GRBs al año con AMS.
- Se extenderá el **espectro difuso galáctico hasta energías superiores a ~ 20 GeV**, completando las medidas de EGRET, y confirmando o no las predicciones de los últimos modelos que pretenden solucionar el exceso GeV en esta emisión reforzando el componente de Compton inverso.
- Se tendrá **acceso a varios candidatos a materia oscura en forma de partículas no bariónicas**. En el caso de un perfil de densidades galáctico de tipo NFW-accentuado, se podrán descartar la gran mayoría de los modelos con $\tan(\beta)$ alto, y algunos de los modelos de referencia (I y L) de [20]. Lo mismo ocurre con los candidatos de AMSB y Kaluza-Klein hasta 1 TeV. Un perfil galáctico de tipo NFW-estándar más conservador permite llegar hasta los modelos $mSUGRA$ en los que el LSP es subdominante ($\Omega_{LSP} < \Omega_{WIMP}$) y hasta 400 GeV en modelos AMSB y Kaluza-Klein.

Bibliografía

- [1] Daugherty,J.K. & Harding,A.K. ApJ 458(1996)278
- [2] Romani,R.W. & Yadigaroglu,I.A. ApJ 438(1995)314
- [3] de Jager,O.C. Bull.Astr.Soc.India 30(2002)85
- [4] Schneid,E.J. et al. A&A 255(1992)L13
- [5] Dingus,B.L. et al. AIP Conf.Proc. 307(1994)22
- [6] Hurley,K. Astrophysics and Space Science 231(1995)403
- [7] Aguilar,M. et al. Phys.Rep. 366(2002)331
- [8] Sreekumar, P. et al.ApJ 494(1998)523
- [9] Meegan,C. et al. AIP Conf.Proc. 410(1997)407
- [10] Preece,R.D. et al. ApJS 126(2000)19
- [11] Piron,F.; Daigne,F. & Sajjad,S. AMS Workshop on Sources and GRBs, Montpellier (2002) <http://www.lpta.univ-montp2.fr/ams/>
- [12] Paciesas,W.S. et al. ApJS 122(1999)465
- [13] Band,D. et al. ApJ 413(1993)281
- [14] Mollá,M.; Sevilla,I. et al. *The Many Scales in the Universe* Proc. Joint European and National Astronomy Meeting, Granada. Ed. Springer (2004), arXiv:astro-ph/0411693
- [15] Strong,A.W. & Moskalenko,I.V. ApJ 509(1998)212
- [16] Strong,A.W., Moskalenko,I.V. & Reimer,O. ApJ 613(2004)962
- [17] Hunter, S.D. et al. ApJ 481(1997)205
- [18] Jacholkowska,A.; Sevilla,I. et al. Phys.Rev.D 74(2006)023518, arXiv:astro-ph/0508349
- [19] Barbieri,R.; Ferrara,S. & Savoy,C.A. Phys.Lett.B 127(1982)343
- [20] Battaglia,M. et al. Eur.Phys.J. C33(2004)273
- [21] Randall,L. & Sundrum,R. Nucl.Phys.B 557(1999)79
- [22] Cheng,H.C.; Matchev,K.T. & Schmaltz,M. Phys.Rev.D 66(2002)036005

- [23] Moroi, T.; Randall, L. Nucl.Phys.B 570(2000)455
- [24] Nakanishi, H. & Sofue, Y. Publ. Astronomical Society of Japan 55(2004)191;
Mollá, M. et al. arXiv:astro-ph/0411693
- [25] Harding, A.K. arXiv:astro-ph/0012268

Conclusiones

En este trabajo se ha presentado el futuro experimento AMS-02 (ahora en la fase final de construcción) que se situará en la Estación Espacial Internacional, así como estimaciones precisas acerca de sus capacidades para medir radiación gamma cósmica. Esto será posible gracias al uso de dos detectores por separado, el detector de trazas de silicio STD (conversión del gamma en un par electrón-positrón) y el calorímetro electromagnético ECAL (detección directa del fotón). En esta tesis se ha hecho énfasis en las prestaciones del STD.

Si bien AMS está diseñado fundamentalmente para la observación de rayos cósmicos cargados, se ha demostrado que presenta un buen rendimiento para la detección de rayos gamma de más de 1 GeV. Concretamente, esto se traduce en áreas efectivas pico de 500 cm² y 3000 cm² para el STD y el ECAL, una resolución energética ($\sigma(E)/E$) de entre 2 – 5 % y una resolución angular de 0.1°/2° (STD/ECAL) a 10 GeV, mejorando sensiblemente a mayores energías. Un análisis paralelo utilizando un campo magnético de inferior intensidad (posible configuración de contigüencia) demuestra que la aceptación para el STD se ve mejorada en uno o dos órdenes de magnitud a energías muy bajas ($\lesssim 2$ GeV) aunque la resolución energética empeora en un factor 4.

Algunos de estos resultados han sido validados mediante varias pruebas en haz en aceleradores sobre prototipos de los subdetectores. Se ha analizado en detalle una de estas pruebas sobre el STD. En particular, se han confirmado los resultados obtenidos en la simulación en el rango de 1-6 GeV (donde se concentrará más del 80 % de la estadística) para las resoluciones angular y energética. Se ha validado asimismo la resolución espacial intrínseca de los módulos de silicio, con valores de 10 y 30 μm para las caras p y n de los sensores. Por primera vez, se ha comprobado la resolución en momento para electrones en el STD utilizando los módulos y la configuración final de AMS-02 y un nuevo algoritmo de ajuste de las trazas. Dicha resolución es del orden de 1.6 %.

Se ha diseñado un software específico (AMS Fast Simulator) para el estudio de varios casos de física, utilizando los resultados anteriores como parámetros de entrada para el mismo. Esta herramienta es especialmente útil para considerar casos complejos que no se limitan a una radiación isótropa de fotones. Una pequeña muestra de los posibles estudios ha demostrado que se podrá hacer astrofísica de púlsares estudiando los espectros de emisión, analizar el espectro difuso de rayos gamma más allá de las energías de EGRET y muestrear un amplio espacio de parámetros de modelos de materia oscura donde la producción de fotones ocurre predominantemente en el centro de nuestra Galaxia. El estudio simultáneo de esta señal con la de otros canales de detección de materia oscura (positrones, antiprotones), es uno de los aspectos más valiosos de este experimento. Asimismo, se espera detectar del orden de $\sim 2 - 3$ GRBs/año a través de un análisis *offline* de los datos.

En cuanto a la comparación con experimentos similares, hay que destacar que existen diferencias de diseño notables con respecto a otros experimentos exclusivamente dedicados a la detección de rayos gamma. Entre ellas, la operación del STD y el ECAL de manera independiente como dos detectores con capacidad propia de medida de la energía y la dirección. Asimismo, AMS-02 no posee capacidad de apuntado y a raíz de ese hecho cobra especial interés el estudio de la exposición del detector. Otra es la ausencia de un veto de partículas cargadas, puesto que éstas también han

de medirse. Este último problema se ha demostrado que se resuelve con una separación muy eficaz del fondo a partir de la información del resto de detectores (siendo el TRD uno de los sistemas clave en este aspecto). Las capacidades en términos de resolución son superiores a EGRET, y del mismo orden que GLAST. El diseño no optimizado de AMS para rayos gamma se cobra su precio en la aceptación, con una baja probabilidad de conversión para el STD y un campo visual no muy grande en el ECAL. Aún así, el área efectiva pico sigue siendo del mismo orden de magnitud que EGRET, con un umbral de energía más alto.

Por todo ello, es posible concluir que AMS-02 será el primer experimento que abarque con precisión la detección de radiación cósmica cargada y de rayos gamma en un mismo sistema. Tanto la comunidad de físicos de partículas como astrofísicos encontrarán así una referencia única a la hora de abordar temas tales como búsquedas indirectas de materia oscura y el estudio del origen y propagación de los rayos cósmicos.

Apéndices

Apéndice A

Código de simulación y reconstrucción del STD

En este apéndice se describe brevemente el software creado y utilizado para la simulación realista y reconstrucción efectiva de trazas en el detector de silicio, tanto el usado en el estudio global del detector (capítulo 3) como el usado en la prueba en haz (capítulo 4).

Definiciones

A continuación se proporcionan algunas definiciones de los términos más habituales utilizados en la reconstrucción y análisis de trazas en el STD. Como apoyo véanse también la sección 2.2.2 y la figura A.1.

- *Clusters*. Son las unidades básicas de información obtenida tras la reducción de datos *on-line*. Se trata del **conjunto de canales** (con su posición y señal como información principal) dentro de cada módulo de detector de silicio, **cuya carga supera ciertos umbrales**. Existe un umbral de *semilla* para el máximo, de 3 veces el valor del ruido del canal σ . Los canales vecinos deben superar 1σ . Para la prueba en haz, el valor de corte de la semilla es de $3 - 5\sigma$ y de 3σ para los canales secundarios. Estos valores experimentarán cierta variación en la implementación final.
- *Impactos*. Se trata de las **posiciones físicas reconstruidas** *offline* tras el análisis de los clusters.
- *Trazas*. Asociaciones de más de n impactos en distintos niveles indicando la **trayectoria reconstruida de la partícula cargada** a través del detector. n se suele tomar como 3 ó 4.
- *Vértices*. **Agrupación de dos o más trazas**, las cuales deben cumplir ciertos requisitos de calidad (velocidad bien definida, número mínimo de impactos, buen χ^2).

Simulación

Para la simulación del paso de las partículas de alta energía a través del detector, se ha utilizado el paquete GEANT, en su versión 3.21 [1] en el software de AMS-02 y versión 4.6 [2] en la prueba en haz. Este software se encarga, en líneas generales, de la propagación de las partículas incidentes sobre AMS, teniendo en cuenta la geometría y materiales de todos los sistemas detectores y estructurales.

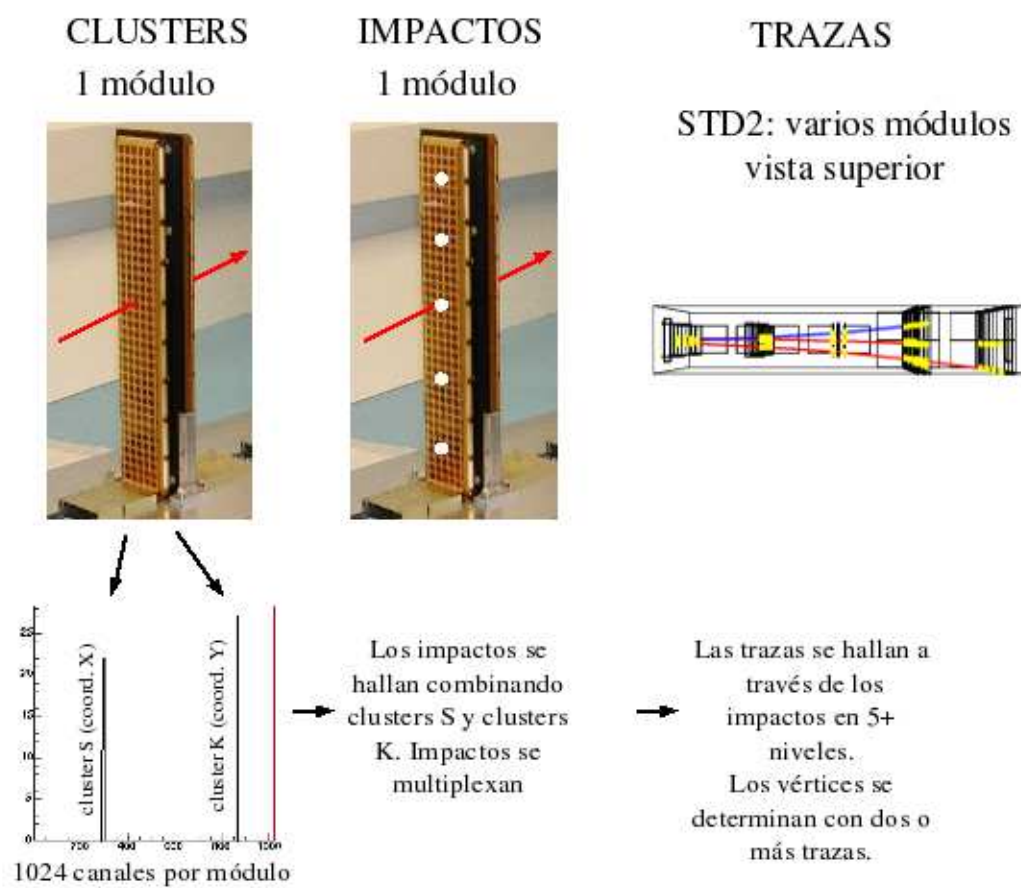


Figura A.1: Esquema de la reconstrucción.

Esto implica, en cada pequeño “paso” que debe dar la partícula, la evaluación de la probabilidad de cada posible proceso físico y la determinación del estado final, en caso de producirse, muestreando la sección eficaz diferencial de dicho proceso.

En el caso de fotones y electrones/positrones, se han incluido los siguientes procesos:

- Conversión de pares e^+e^- .
- Efecto Compton.
- Efecto fotoeléctrico.
- Dispersión Coulombiana.
- Ionización y producción de rayos δ .
- Bremsstrahlung.
- Aniquilación de positrones en el material.
- Generación de luz Cherenkov.

Las simulaciones incluyen de manera fidedigna los elementos geométricos y materiales de AMS-02 y las estructuras anejas. El software de la prueba en haz incorpora asimismo la mayor parte de los componentes del dispositivo experimental, incluyendo (ver capítulo 4):

- Los módulos de los STDx, con 300 μm de silicio, más las láminas protectoras metalizadas y los soportes.
- El ECALD con cada uno de los fotomultiplicadores.
- El convertidor de 1 mm de tungsteno.
- Un campo magnético basado en las medidas hechas del mismo.
- El centelleador situado entre los detectores STD1 y STD2.
- Otros elementos como las cajas de transporte de los detectores (aluminio), las ventanas de mylar de dichas cajas, etc.

El reparto de la carga entre las pistas se realiza introduciendo una incertidumbre efectiva en la posición, de acuerdo a la resolución espacial medida. Esta incertidumbre puede representarse mediante una o dos Gaussianas de anchura variable. En esta incertidumbre efectiva se engloban efectos tales como el ruido de los canales, la incertidumbre derivada del proceso difusivo de propagación de los electrones en el silicio, fluctuaciones en el proceso de ionización o los coeficientes de transferencia de carga a pistas no adyacentes [3].

El punto de impacto “resituado” determina qué dos pistas van a constituir la señal simulada, a la que posteriormente se le aplicarán los cortes de semilla usados en los datos, para construir los clusters.

La conversión a cuentas de ADC de la energía depositada en el silicio se realiza a través de una tabla empírica en función del punto interpista, obtenida en una prueba anterior sobre los mismos módulos y lectura similar [4].

Así, finalmente se dispone de un fichero de sucesos simulados conteniendo clusters reducidos por módulo, de manera similar a la información contenida en los ficheros de datos. Ambos tipos pueden ser proporcionados como entrada para el programa de reconstrucción.

Reconstrucción

El objetivo de la reconstrucción de rayos gamma en el STD es la identificación de dos trazas y la constitución de un vértice a partir de ellas. En el caso de la prueba en haz, se construyen vértices a partir de tres trazas, puesto que el electrón original del haz también se detecta.

Clusters

Los clusters tal como vienen de la reducción de datos se denominan *clusters brutos*. El proceso que los transforma en *clusters reconstruidos* involucra los siguientes pasos:

- Los clusters brutos en los lados S y K se separan. Los primeros 640 canales son señales en la coordenada medida por el lado S; los siguientes 192 miden la coordenada medida en el lado K para la mitad de los sensores; los últimos 192 miden la misma coordenada para los demás sensores (ver capítulo 2 para detalles sobre la distribución de canales).
- Se separan los máximos múltiples asociados a un único cluster bruto, creando tantos clusters reconstruidos como máximos detectados. Las pistas comunes a dos clusters reconstruidos comparten su carga según el tamaño relativo de ambos máximos.
- En el software de la prueba en haz, los clusters brutos con más de seis pistas se eliminan. Los electrones no deberían dejar una señal superior a dos o tres pistas. Sin embargo, se añade siempre un canal a la izquierda y otro a la derecha incluso aunque se hallen por debajo del umbral establecido de 3σ (para aprovechar señales más débiles, en caso de problemas de ruido).

La información guardada en estos clusters reconstruidos incluye:

- El número de canal.
- El valor de la carga por canal (en cuentas digitales ADC).
- La carga total.
- El centro de gravedad del cluster.
- El valor de $\eta \equiv \frac{Q_R}{(Q_R+Q_L)}$ siendo $Q_{R,L}$ las cargas de los canales a la derecha e izquierda respectivamente del máximo.
- El ruido asociado al cluster (con n canales), calculado como $\sqrt{\sum^n \sigma_{canal}^2}$.

Impactos

El paso siguiente es la construcción de impactos mediante la asociación de clusters reconstruidos S con clusters reconstruidos K del mismo módulo. El número de impactos asociado a una pareja S-K es siempre mayor que uno, debido a la ambigüedad del lado K (ver capítulo 2). En la prueba en haz, esta ambigüedad desaparece al considerar la extensión del haz, es decir, se conoce por dónde pasa el mismo. Como ya se explicó en dicho capítulo, los niveles 1 y 8 del STD de AMS-02 estarán instrumentados de tal manera que se pueda discriminar la traza real de la partícula.

La información del impacto incluye: la posición y el campo magnético en el punto. Ambas magnitudes son fundamentales para la determinación de los parámetros de la traza.

Trazas

El algoritmo escoge un impacto del nivel más alto y otro del nivel más bajo y establece una línea recta entre ellos. Los impactos intermedios son escogidos según sean consistentes con estos puntos inicial y final, y una curvatura determinada para la trayectoria. Dicha consistencia se comprueba con un método de χ^2 mientras que la información de la curvatura se extrae mediante el ajuste a una traza descrito en [5] y resumido más abajo. El procedimiento se itera para buscar una segunda traza. Ambas trazas pueden estar lo suficientemente juntas como para compartir impactos en los primeros niveles. Esta posibilidad se permite siempre y cuando las trazas contengan clusters S en los tres últimos planos. En el software de la prueba en haz se permiten tres trazas en el mismo suceso.

El método de ajuste de una traza a los impactos tiene como objeto la obtención de la mejor de ellas, a través de un procedimiento de minimización del χ^2 . Se obtienen asimismo cinco parámetros $\mathbf{x}_0, \mathbf{y}_0, \mathbf{u}_{0x}, \mathbf{u}_{0y}, \mathbf{q}/p$, es decir, la posición y dirección de la traza en el primer nivel, y el inverso de la rigidez.

La posición $\vec{r}_1 = (x_1, y_1, z_1)$ en el nivel 1 del STD puede calcularse a partir de la posición y dirección en el nivel 0, junto con la integral de camino a lo largo de la trayectoria de 0 a 1 dentro del campo magnético \vec{B} :

$$\vec{r}_1 \approx \vec{r}_0 + \vec{u}_0 l_{10} + \frac{q}{p} \vec{\beta}_{10} l_{10}^2 \quad (\text{A.1})$$

donde

$$l_{j,j-1} \equiv \|\vec{r}_j - \vec{r}_{j-1}\| \quad (\text{A.2})$$

$$\vec{\beta}_{j,j-1} \equiv \int_0^1 d\alpha (1 - \alpha) \left[\frac{\vec{r}_j - \vec{r}_{j-1}}{\|\vec{r}_j - \vec{r}_{j-1}\|} \times \vec{B}(\alpha) \right] \quad (\text{A.3})$$

En esta aproximación se asumen valores altos del momento p .

Extrapolando al nivel i , se obtiene:

$$\vec{r}_i(x_0, y_0, u_{0x}, u_{0y}, q/p) = \vec{r}_0 + \vec{u}_0 l_{i0} + \frac{q}{p} \left[\sum_{k=1}^i \left(\vec{\beta}_{k,k-1} l_{k,k-1}^2 + \vec{\gamma}_{k,k-1} l_{k,k-1} l_{ik} \right) \right] \quad (\text{A.4})$$

donde

$$l_{ik} = \sum_{m=k+1}^i l_{m,m-1} \quad (\text{A.5})$$

$$\vec{\gamma}_{k,k-1} \equiv \int_0^1 d\alpha \left[\frac{\vec{r}_k - \vec{r}_{k-1}}{\|\vec{r}_k - \vec{r}_{k-1}\|} \times \vec{B}(\vec{r}_{k-1} + \alpha[\vec{r}_k - \vec{r}_{k-1}]) \right] \quad (\text{A.6})$$

Los parámetros de la traza ya pueden obtenerse haciendo uso de estas posiciones \vec{r}_i predichas, minimizando el χ^2 :

$$\begin{aligned} \chi^2 = & \sum_{i=0}^{N-1} \frac{(x_{i,medida} - x_i(x_0, y_0, u_{0x}, u_{0y}, q/p))^2}{\sigma_x^2} \\ & + \sum_{i=0}^{N-1} \frac{(y_{i,medida} - y_i(x_0, y_0, u_{0x}, u_{0y}, q/p))^2}{\sigma_y^2} \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

La minimización conduce a un sistema lineal que puede resolverse para los valores del vector de parámetros $\vec{a} \equiv (x_0, y_0, u_{0x}, u_{0y}, q/p)$. De manera general, dicho sistema se puede escribir como:

$$\begin{aligned} \chi^2 = & \sum_{i,j=0}^{N-1} \left(x_{i,medido} - \sum_{k=1}^5 F_{ik} a_k \right) V_{ij}^{-1} \left(x_{j,medido} - \sum_{m=1}^5 F_{jm} a_m \right) \\ & + \sum_{i,j=0}^{N-1} \left(y_{i,medido} - \sum_{k=1}^5 G_{ik} a_k \right) W_{ij}^{-1} \left(y_{j,medido} - \sum_{m=1}^5 G_{jm} a_m \right). \end{aligned} \quad (A.8)$$

La dispersión Coulombiana de la partícula se trata de manera desacoplada en este método. Para ello, se añade la incertidumbre angular derivada de este efecto a las matrices de covarianza V_{ij} y W_{ij} tal como se describe en [5].

Vértices

Los vértices se construyen a partir de dos o más trazas. En el caso de la reconstrucción general de AMS-02, las condiciones para la constitución de un vértice implica:

- Dos trazas con la velocidad $\beta = v/c$ reconstruida.
- Por lo menos cinco niveles contienen impactos reconstruidos para una de las trazas, y cuatro para la otra.
- Un número máximo de 50 impactos por nivel (eliminando así niveles muy ruidosos).
- Un corte suave en $\chi^2 < 50$ en el ajuste de las trazas.

En el caso del software de la prueba en haz, no se piden estos requisitos, sino que se aplican y controlan a nivel de análisis.

Las magnitudes reconstruidas para los vértices son:

- El **valor absoluto del momento** (energía del fotón), que es la suma de los valores absolutos de los momentos de todas las trazas:

$$\vec{P} = \sum_i^N \|\vec{p}_i\| \quad (A.9)$$

- La **carga**, o suma de los signos de las rigideces de todas las trazas. En AMS-02, los fotones generarán vértices de carga 0. En la prueba en haz realizada y analizada en esta tesis, el típico vértice de 3 trazas tiene carga -1 (dos electrones y un positrón).

- La **masa** invariante, evaluada como:

$$m_{inv}^2 = E^2 - p_x^2 - p_y^2 - p_z^2 \quad (A.10)$$

- La **posición**, definida a partir del punto más cercano entre las trazas, tomadas por parejas, y haciendo la media posteriormente. Alternativamente, se determina también el punto de corte de las trazas en los planos XZ e YZ.
- La **dirección**, hallada con la suma vectorial de los vectores momento de las N trazas componentes.

$$\vec{u} = \frac{1}{\|\vec{P}\|} \left(\sum_i^N \vec{p}_i \right) \quad (A.11)$$

Bibliografía

- [1] Brun,R. et al. CERN-DD/EE/84-1 (1987)
- [2] Agostinelli,S. et al. NIM A 506(2003)250
- [3] Moritz,M. tesis doctoral, DESY-THESIS-2002-009; <http://www-library.desy.de/cgi-bin/show-prep.pldesy-thesis-02-009>
- [4] Alpat,B. et al. NIM A 240(2005)121
- [5] Alcaraz,J. NIM A 553(2005)613

Apéndice B

El Fast Simulator de AMS

El paquete de software de simulación por el método Montecarlo y reconstrucción de señales (Apéndice A) constituye una herramienta básica para entender el comportamiento de AMS-02 al paso de las partículas que constituirán la señal de interés y los posibles fondos. Sin embargo, una vez caracterizado el detector, este software puede constituir un método excesivamente lento y engorroso para obtener respuestas rápidas sobre su rendimiento para una variedad amplia de casos físicos, concretamente en el campo de la astrofísica de rayos gamma.

Para dar respuesta a ello, se ha desarrollado un software en C++ de simulación rápida, el *AMS Fast Simulator (AMSFS)* [1], basado en librerías del paquete ROOT [2]. AMSFS utiliza una serie de parámetros referidos al detector (áreas efectivas, resoluciones, factores de rechazo) obtenidos de la simulación detallada (capítulo 3, validados en varias pruebas en haz). Los flujos de las fuentes a estudiar se combinan con los mapas de exposición, teniendo en cuenta estos parámetros. Las distintas regiones de exposición en la esfera celeste se calculan según la órbita de la ISS y la orientación de AMS-02 respecto a la Estación Espacial Internacional (figura B.1). También se ha eliminado de manera efectiva el tiempo en el que la órbita de la ISS cruza la Anomalía del Atlántico Sur (figura B.2) ya que la toma de datos se satura durante esos instantes. Un ejemplo del tiempo de exposición del STD y la exposición total (considerando el área efectiva con la que se ha observado cada región) se muestra en la figura B.3. Estos mapas se obtienen con un programa independiente [3]. En cuanto a las fuentes, pueden introducirse a mano fuentes puntuales, con espectros más o menos complejos, leer ficheros FITS con mapas bidimensionales de flujos o acceder a la base de datos de EGRET, que se incluye en la distribución de AMSFS y se puede instalar en un servidor MySQL local.

En la figura B.4 se muestra un esquema con los elementos del programa, incluyendo entradas y salidas de datos, que resume la información descrita en el párrafo anterior.

Métodos

Se describen en esta sección los métodos utilizados en el AMSFS para calcular el número de fotones detectados por AMS-02. El AMSFS tiene en cuenta tres posibles orígenes diferentes de señales: fuentes astrofísicas de rayos gamma, fondo difuso de rayos gamma y protones cósmicos erróneamente tomados por rayos gamma. Las estimaciones de fondo de rayos gamma se basan en datos de EGRET, mientras que las de fondo protónico están fundamentadas en datos de AMS-01.

Como se ha visto a lo largo de este trabajo, AMS-02 trabaja en dos modos para la detección de fotones: a través del STD (conversión) y a través del ECAL (detección directa). Ambos modos, tienen diferentes campos visuales, así como diferentes resoluciones angular y energética, aceptancia y factor de rechazo.

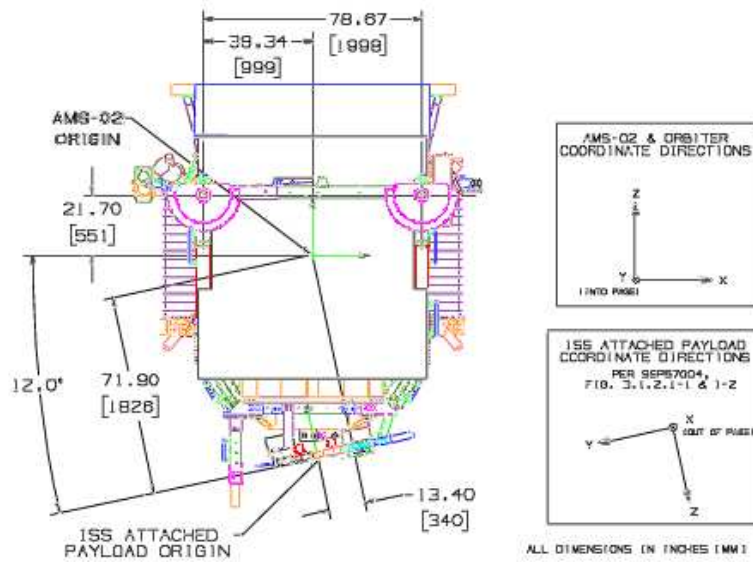


Figura B.1: Orientación de AMS-02 en la viga de soporte de la ISS [4].

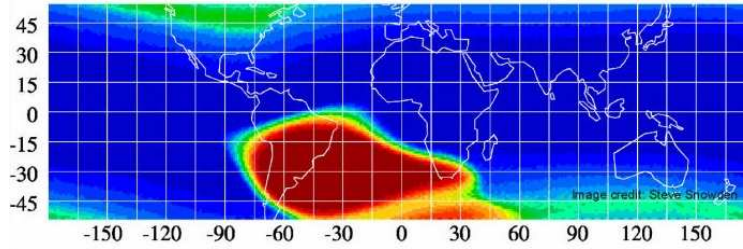


Figura B.2: Imagen del satélite ROSAT de la anomalía del atlántico Sur [4].

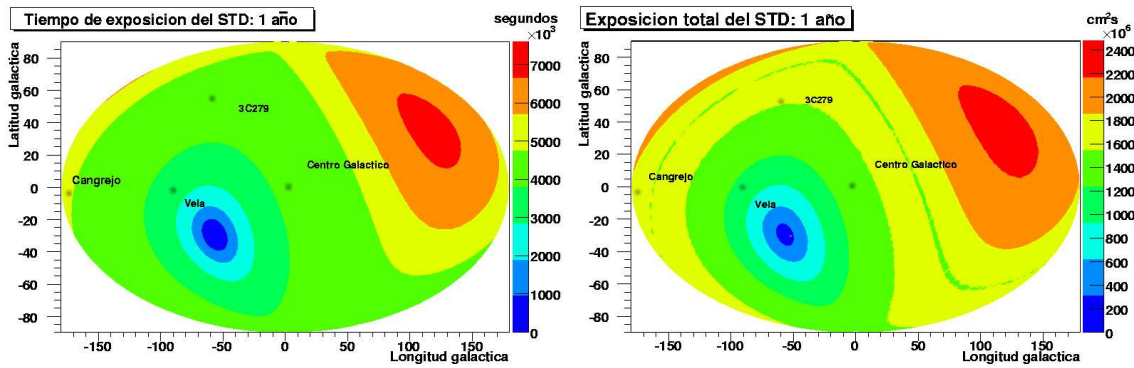


Figura B.3: Tiempo de exposición (izquierda) para un campo visual de $\sim 45^\circ$ (correspondiente al STD) y exposición para dicho detector (derecha) considerando su área efectiva (> 10 GeV).

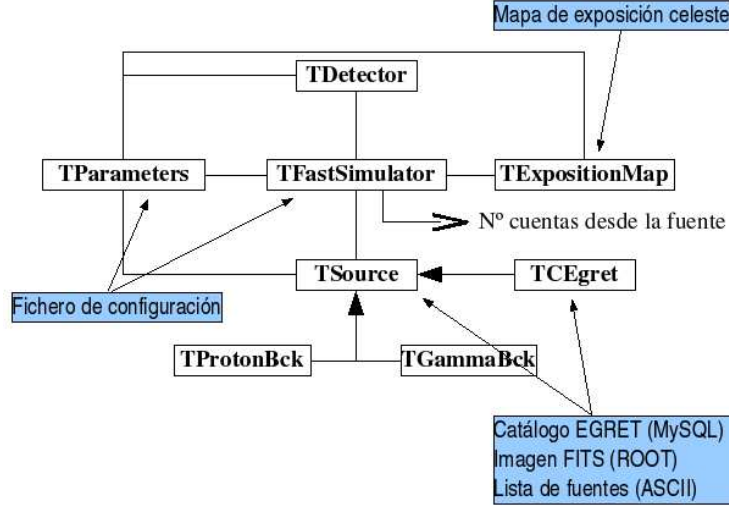


Figura B.4: Esquema de las clases y recursos externos intervinientes en el AMSFS.

Detección de fotones procedentes de una fuente puntual

Se considera una fuente U definida por sus coordenadas galácticas (l, b) y por su flujo diferencial:

$$F_U(E) = \frac{d\phi}{dE}(E) = \phi_0 E^{-\alpha} \quad (\text{B.1})$$

expresado en $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{GeV}^{-1}$ donde α es el índice espectral y ϕ_0 es una constante.

Para estimar el número de fotones registrados por AMS-02 desde un punto dado en el cielo, se ha de conocer el intervalo de tiempo en que dicho punto es visible por el detector. Los mapas de exposición incluyen esta información, proporcionando la exposición t_i para un determinado intervalo i del ángulo de incidencia $\psi_i \equiv (\cos \theta_{i1}, \cos \theta_{i2})$ donde θ_i es el ángulo polar de incidencia. La exposición total para una localización dada en el cielo o para una fuente puntual U es la suma de las exposiciones para los distintos ángulos de incidencia i :

$$T(U) = \sum_i t_i(U). \quad (\text{B.2})$$

El área efectiva del detector es función de dos parámetros: la energía y el ángulo de incidencia, es decir $A = A(E, \psi)$. De acuerdo con los resultados de [2], el área efectiva se puede descomponer en factores con buena aproximación:

$$A(E, \psi) = A_1(E) \cdot A_2(\psi) \quad (\text{B.3})$$

Alternativamente, se han implementado funciones bidimensionales para representar el área efectiva en función de ambos parámetros.

La fórmula general para calcular el número de fotones detectados procedentes de U por un detector de área efectiva A es:

$$N_\gamma(U) = \sum_i \left[t_i(U) \int_E \langle A(E, \psi) \rangle_i \cdot F_U(E) dE \right] \quad (\text{B.4})$$

donde el área efectiva promedio en el ángulo sólido Ω_i se expresa como:

$$\langle A(E, \psi) \rangle_i = \frac{1}{\Delta\Omega_i} \int_{\Omega_i} A(E, \psi) d\Omega. \quad (\text{B.5})$$

Ahora bien, utilizando la relación:

$$d\Omega = d\phi d\psi, \quad (\text{B.6})$$

El área efectiva promedio pasa a ser:

$$\langle A(E, \psi) \rangle_i = \frac{1}{2\pi \Delta\psi_i} \int_{\psi_i} A(E, \psi) 2\pi d\psi = \frac{1}{\Delta\psi_i} \int_{\psi_i} A(E, \psi) d\psi. \quad (\text{B.7})$$

Usando un cambio de variables $x = \log_{10} E$, la ecuación B.4 se convierte entonces en:

$$N_\gamma(U) = \frac{1}{\Delta\psi_i} \sum_i \left[t_i(U) \int_x \int_{\psi_i} A(x, \psi) F_U(x) K(x) dx d\psi \right] \quad (\text{B.8})$$

donde:

$$K(x) = 10^x \ln(10) \quad (\text{B.9})$$

La ecuación B.8 proporciona el número de fotones detectados desde una fuente puntual.

Detección de fotones del fondo difuso de rayos gamma

La estimación de la sensibilidad del AMS al fondo difuso de rayos gamma se basa en los resultados obtenidos del detector EGRET en el observatorio espacial CGRO (descritos en el capítulo 5).

La radiación de fondo tiene dos componentes: el galáctico y el extragaláctico. El componente extragaláctico de la radiación de fondo es isótropo. El flujo de este fondo se parametriza de la siguiente manera [3]:

$$F_{ex}(E) = \phi_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\alpha} (cm^2 \cdot s \cdot sr \cdot GeV)^{-1} \quad (\text{B.10})$$

donde $\phi_0 = 7.32 \times 10^{-6} (cm^2 \cdot s \cdot sr \cdot GeV)^{-1}$, $E_0 = 0.451 \text{ GeV}$ y el índice espectral $\alpha = 2.1$.

Para estimar el número de fotones detectados se utiliza un formalismo similar al del caso de las fuentes puntuales, pero añadiendo la característica de la resolución angular del detector. El número de fotones procedentes de la radiación de fondo registrados por un detector, observando un punto definido en el cielo está dado por la fórmula:

$$N_\gamma(B_{ex}) = \sum_i \left[t_i \int_E \langle A(E, \psi) \rangle_i F_{ex}(E) \Omega(E) dE \right] \quad (\text{B.11})$$

donde $\Omega(E)$ es la resolución angular del detector en función de la energía del rayo gamma incidente, y donde las otras expresiones son análogas a las que se encuentran en la ecuación B.4. Siguiendo el mismo procedimiento que en el caso de las fuentes puntuales, se obtiene la siguiente expresión utilizada en los cálculos numéricos:

$$N_\gamma(B_{ex}) = \frac{1}{\Delta\psi_i} \sum_i \left[t_i \int_x \int_{\psi_i} A(x, \psi) F_{ex}(x) K(x) \Omega(x) dx d\psi \right] \quad (\text{B.12})$$

La componente galáctica de radiación difusa es muy anisótropa. Las medidas de EGRET [4] se presentan en forma de mapas celestes con una granularidad $l \times b = 10^\circ \times 4^\circ$, donde el mapa cubre

solamente la parte del cielo que contiene a la Galaxia, despreciando así los valores de radiación gamma difusa para $|b| > 10^\circ$. Cada celda del mapa contiene un valor de flujo medido para un rango dado de energía. Para AMS-02 interesan únicamente las energías superiores a 1 GeV.

En la componente galáctica, para estimar el número de fotones detectados provenientes de un punto dado en el cielo, se utiliza la siguiente fórmula:

$$N_\gamma(B_{gal}) = \sum_j \sum_i \left[t_i \int_{E_j} \langle A(E, \psi) \rangle_i F_{gal}(E_j) \Omega(E) dE \right] \quad (B.13)$$

Donde j es la celda de energía en los datos de EGRET, $F_{gal}(E_j)$ es el valor del flujo leído del mapa al que corresponde esa celda. Su valor numérico se calcula con la fórmula B.14:

$$N_\gamma(B_{gal}) = \frac{1}{\Delta\psi_i} \sum_j \sum_i \left[t_i \int_{x_j} \int_{\psi_i} A(x, \psi) F_{gal}(x_j) \Omega(x) dx d\psi \right] \quad (B.14)$$

Hay otro método específico que se aplica al Centro Galáctico para estimar la componente Galáctica de la radiación gamma difusa. Está basado en la parametrización del flujo proveniente de la región central de la Galaxia [5]:

$$\frac{dB_{GC}}{dEd\Omega} = \Gamma_0 \times \left(\frac{E}{r_0} \right)^{-\alpha} (cm^2 \cdot s \cdot sr \cdot GeV)^{-1} \quad (B.15)$$

donde $\Gamma_0 = 8.6 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ GeV}^{-1}$, $r_0 = 1 \text{ GeV}$ y $\alpha = 2.7$.

En este caso, el número de fotones de fondo se obtiene de la fórmula B.16:

$$N_\gamma(B_{GC}) = \frac{1}{\Delta\psi_i} \sum_i \left[t_i \int_x \int_{\psi_i} A(x, \psi) \frac{dB_{GC}}{dEd\Omega} \Omega(x) dx d\psi \right] \quad (B.16)$$

Detección de protones como fondo difuso

El número de protones de fondo detectados como fotones gamma para un ángulo sólido Ω_0 , un tiempo de exposición T , por encima del valor de energía E_0 y considerando una superficie de exposición S , es:

$$N_p = \int_T \int_{E_0}^\infty \int_{\Omega_0} \int_S \phi(E) \varepsilon_p(E, \Omega, S) \vec{u} \cdot d\vec{S} d\Omega dE dt \quad (B.17)$$

donde $\phi(E)$ es el espectro protónico en $\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}\text{GeV}^{-1}$ asumiendo un fondo isótropo; $\varepsilon_p(E, \Omega, S)$ es la eficiencia de detección para cada elemento de energía, dirección y superficie.

La ecuación anterior puede escribirse como:

$$N_p = T \cdot \int_{E_0}^\infty Acc(E) \phi(E) dE \quad (B.18)$$

donde $Acc(E) = \int_{\Omega_0} \int_S \varepsilon_p(E, \Omega, S) \vec{u} \cdot d\vec{S} d\Omega$ es la aceptación al valor E de energía y se mide en m^2sr . Ω_0 es el ángulo sólido alrededor de la fuente, lo suficientemente grande como para considerar suficiente el fondo protónico, de acuerdo con los estudios Montecarlo. En el caso del AMS, esto corresponde aproximadamente a una apertura angular igual al σ_{68} del detector (alrededor de 1 grado para el STD, 5 grados para el ECAL, usando una estimación conservadora).

Como la aceptancia se conoce generalmente para todo el campo de visión, hay que introducir un factor de escala C entre $Acc(E)_{FOV}$ a $Acc(E)$ (esto es, suponiendo aceptancia uniforme para el todo el campo de visión):

$$N_p = T \cdot \int_{E_0}^{\infty} Acc(E)_{FOV} C \phi(E) dE \quad (B.19)$$

La aceptancia de protones erróneamente tomados por radiación gamma es normalmente conocida como el límite inferior de su relación con la aceptancia gamma. Es decir, esta aceptancia protónica se expresa normalmente como el cociente entre la aceptancia gamma y factor de rechazo R :

$$N_p = T \cdot \int_{E_0}^{\infty} Acc(E)_{FOV}^{\gamma} \cdot (1/R) \cdot F \cdot \phi(E) dE \quad (B.20)$$

Se ha encontrado un límite inferior para R mediante los estudios Montecarlo para el rango completo ECAL al nivel de $\sim 2 \cdot 10^6$ [6], y $\sim 5 \cdot 10^4$ para el rango del STD al 68 % de nivel de confianza. Para este detector no se ha considerado la corrección geomagnética al factor de rechazo argumentada en el capítulo 3. Con los mapas de exposición geomagnéticos podemos tener en cuenta este efecto de manera más realista. El espectro protónico se parametriza para tres bandas geomagnéticas diferentes. La aproximación utilizada supone un espectro primario iniciado a una cierta energía de corte (que depende de la banda geomagnética) y que sigue la ley definida en [7]. Para el espectro por debajo del valor de corte, se suponen hasta tres segmentos de diferente ley de potencia espectral, dependiendo asimismo de la banda geomagnética. Dichos segmentos se obtienen de la tabla 4.5 de [7].

Bibliografía

- [1] Bolmont,J.; Sevilla,I. et al. AMS Note 2004-02-01; Julien Bolmont, tesis doctoral presentada en la Universidad de Montpellier II (2005), http://homepage.mac.com/julien.bolmont/work/index_phd.html
- [2] Brun,R. & Rademakers,F. NIM A 389(1997)81; <http://root.cern.ch/>
- [3] Sevilla,I. AMS Note 2004-03-03
- [4] Harold,R.; Nemeth,P. & Mehta,T. AMS-02 Payload Integration Hardware Interfaces. NASA Flight Project Division Draft (2001)
- [4] <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/rosat/>
- [2] Saeeda Sajjad, tesina presentada en la Universidad de Montpellier II (2002), <http://www.lpta.univ-montp2.fr/ams/>
- [3] Sreekumar, P. et al. ApJ 494(1998)523
- [4] Hunter, S.D. et al. ApJ 481(1997)205
- [5] Bergstrom,L.; Ullio,P. & Buckley,J.H. Astrop.Phys. 9(1998)137
- [6] Paolo Maestro, tesis doctoral presentada en el INFN Universidad de Siena (2003).
- [7] Aguilar,M. et al. Phys.Rep. 366(2002)331